

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.113>

<https://orcid.org/0000-0001-5905-9830>

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Rokas  
NAUJALIS

# Žvaigždžių spiečiai galaktikose. Daugiaspalvė HST fotometrija

**DAKTARO DISERTACIJA**

Gamtos mokslai,  
Fizika (N 002)

---

VILNIUS 2020

Disertacija rengta 2015–2019 metais Fizinių ir technologijos mokslų centre.  
Mokslinius tyrimus rėmė Lietuvos mokslo taryba.

**Moksliniai vadovai:**

**dr. Donatas Narbutis** (Fizinių ir technologijos mokslų centras, gamtos mokslai, fizika – N 002, nuo 2015-10-01 iki 2016-09-30),

**prof. dr. Vladas Vansevičius** (Fizinių ir technologijos mokslų centras, gamtos mokslai, fizika – N 002, nuo 2016-10-01 iki 2019-09-30).

**Gynimo taryba:**

**Pirmininkas – prof. dr. Arūnas Kučinskas** (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N 002).

**Nariai:**

**dr. Kazimieras Černis** (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N 002),

**dr. Mindaugas Karčiauskas** (Universidad Complutense de Madrid, gamtos mokslai, fizika – N 002),

**prof. habil. dr. Kęstutis Pyragas** (Fizinių ir technologijos mokslų centras, gamtos mokslai, fizika – N 002),

**dr. Julius Sperauskas** (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N 002).

Disertacija ginama viešame Gynimo tarybos posėdyje 2020 m. gruodžio mėn. 11 d. 14:00 val. Fizinių ir technologijos mokslų centro D401 auditorijoje. Adresas: Saulėtekio al. 3, Vilnius, tel. +37052648884; el. paštas: office@ftmc.lt.

Disertaciją galima peržiūrėti Fizinių ir technologijos mokslų centro bei Vilniaus universiteto bibliotekose ir VU interneto svetainėje adresu:

<https://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius>.



<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.113>

<https://orcid.org/0000-0001-5905-9830>

VILNIUS UNIVERSITY

CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

Rokas

NAUJALIS

# Star clusters in galaxies. Multicolour HST photometry

**DOCTORAL DISSERTATION**

Natural Sciences,  
Physics (N 002)

---

VILNIUS 2020

This dissertation was written between 2015 and 2019 at Center for Physical Sciences and Technology.

The research was supported by the Research Council of Lithuania.

**Scientific supervisors:**

**Dr. Donatas Narbutis** (Center for Physical Sciences and Technology, Natural Sciences, Physics – N 002, from 2015-10-01 to 2016-09-30),

**Prof. Dr. Vladas Vansevičius** (Center for Physical Sciences and Technology, Natural Sciences, Physics – N 002, from 2016-10-01 to 2019-09-30).

**Dissertation Defense Panel:**

**Chairman – Prof. Dr. Arūnas Kučinskas** (Vilnius University, Natural Sciences, Physics – N 002).

**Members:**

**Dr. Kazimieras Černis** (Vilnius University, Natural Sciences, Physics – N 002),

**Dr. Mindaugas Karčiauskas** (Universidad Complutense de Madrid, Natural Sciences, Physics – N 002),

**Prof. Habil. Dr. Kęstutis Pyragas** (Center for Physical Sciences and Technology, Natural Sciences, Physics – N 002),

**Dr. Julius Sperauskas** (Vilnius University, Natural Sciences, Physics – N 002).

The dissertation shall be defended at a public meeting of the Dissertation Defense Panel at 2 p.m. on 11<sup>th</sup> December 2020 in Room D401 of the Center for Physical Sciences and Technology.

Address: Saulėtekio av. 3, Vilnius, Lithuania. Tel. +37052648884; e-mail: office@ftmc.lt.

The text of this dissertation can be accessed at the libraries of Center for Physical Sciences and Technology and Vilnius University, as well as on the website of Vilnius University:

<https://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius>.

# Padėka

Nuo astrofizikos studijų pradžios pasinaudojau galimybėmis išsibandyti skirtingas šio mokslo temas, todėl norėčiau padėkoti visiems buvusiems vadovams:

dr. Rimai Stonkutei – už visą pagalbą besitęsiančią nuo pirmojo kursinio darbo iki šių dienų, bei galimybę vėl prisidėti prie Leo A tyrimų,

dr. Kastyčiui Zubovui – už visus patarimus, suteiktą pagalbą ir pavyzdį, kaip tvarkingai organizuoti darbus,

dr. Donatui Narbučiui – už pastabas, suteiktą motyvaciją bei diskusijas mokslo ir ne mokslo temomis.

Didžiausią padėką noriu išreikšti vadovui prof. dr. Vladui Vansevičiui – už suteiktą visokeriopą globą, mokslines ir gyvenimiškas pamokas bei ryžtą nesustoti ir judėti pirmyn.

Taip pat noriu padėkoti:

Darbo metu pagalbą teikusiems dr. Dmitrij Semionov ir dr. Audriui Bridžiui.

Studijų metu mano astronomijos akiratį praplėtusiems dr. Jokūbui Sūdžiui, prof. dr. Arūnui Kučinskui ir dr. Julii Sperauskui.

Kartu mokslus krintusiems Edgarui Kolomicui, Kostui Sabuliui, Karoliui Lyvens, Mariui Čeponiui ir Alinai Leščinskaitei.

Studijų metu mane palaikiusiems draugams Linui ir Gintarei bei Algirdui Uscilai, kuris be nuolatinio palaikymo dar padėjo sutvarkyti mano anglų kalbą.

Tėvams Živilei ir Jonui bei močiutei Vladislavai.

# Turinys

<b>Padėka</b>	<b>5</b>
<b>Turinys</b>	<b>8</b>
Naudojami trumpiniai . . . . .	9
<b>Įvadas</b>	<b>10</b>
Motyvacija . . . . .	10
Darbo tikslas ir uždaviniai . . . . .	12
Svarbiausieji rezultatai ir ginamieji teiginiai . . . . .	12
Asmeninis indėlis . . . . .	13
Publikacijos disertacijos tema . . . . .	13
Kitos publikacijos . . . . .	13
Pranešimai konferencijose disertacijos tema . . . . .	13
Kiti pranešimai konferencijose . . . . .	14
Konferencijos publikacija . . . . .	14
Vasaros mokykla . . . . .	14
<b>1 Ankstesnių tyrimų apžvalga</b>	<b>15</b>
<b>2 Nykštukinės galaktikos Leo A žvaigždžių spiečiai</b>	<b>19</b>
2.1 Spiečių paieška . . . . .	21
2.2 Spiečių parametrų nustatymas ir diskusija . . . . .	23
2.3 Apibendrinimas . . . . .	29
<b>3 Andromedos galaktikos spiečiai</b>	<b>30</b>
3.1 PHAT apžvalga . . . . .	30
3.2 Spiečių imtis . . . . .	30
3.3 PHAT apžvalgos duomenys . . . . .	31
3.3.1 Koordinacių suvedimas ir matavimo laukelių parinkimas	33
3.3.2 Defektų valymas . . . . .	34
3.4 Centro koordinacių ir apertūrų parinkimas . . . . .	37
3.5 Apertūrinė fotometrija . . . . .	39
3.6 Fono lygio nustatymas . . . . .	40
3.7 Ryškių nustatymas . . . . .	44
3.8 Paklaidų įvertinimas . . . . .	45

3.9	Ryškių palyginimas . . . . .	47
3.10	Apertūros dydžio įtaka . . . . .	53
3.11	Apibendrinimas . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Spiečių parametrų nustatymas</b>	<b>59</b>
4.1	Stochastika spiečiuose ir parametrų išsigimimas . . . . .	59
4.2	Parametrų nustatymas . . . . .	64
4.3	Spiečių katalogas . . . . .	66
4.4	Nustatyti parametrai . . . . .	68
4.4.1	Parametrų nustatymo pavyzdys . . . . .	68
4.4.2	Katalogo analizė . . . . .	71
4.5	Nustatytų parametrų palyginimas . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Aplinkos įtaka spiečių formavimuisi</b>	<b>79</b>
5.1	Įvadas . . . . .	79
5.2	Aplinkos slėgio įtaka . . . . .	80
5.2.1	Teorinis pagrindimas . . . . .	80
5.2.2	Stacionarus atvejis . . . . .	81
5.2.3	Erdvėje judantis debesis . . . . .	82
5.2.4	Spiečių evoliucija aukšto slėgio aplinkoje . . . . .	83
5.2.5	Apibendrinimas . . . . .	84
5.3	Skaitmeniniai modeliai . . . . .	85
5.4	Rezultatai . . . . .	86
5.4.1	Modeliai be šlyties . . . . .	87
5.4.2	Besisukantys modeliai . . . . .	92
5.4.3	Spaudimo įtaka debesų evoliucijai . . . . .	94
5.5	Šlyties efektas . . . . .	96
5.6	Rezultatų aptarimas . . . . .	101
5.6.1	Debesies suspaudimas . . . . .	101
5.6.2	Žvaigždėdara debesyje . . . . .	101
5.6.3	Spiečių evoliucija . . . . .	104
5.6.4	Palyginimas su stebėjimais . . . . .	104
5.7	Apibendrinimas . . . . .	106
	<b>Pagrindiniai rezultatai ir išvados</b>	<b>107</b>
	<b>Literatūra</b>	<b>108</b>

<b>6 Abstract</b>	<b>116</b>
Introduction . . . . .	116
6.1 Star clusters of the dwarf irregular galaxy Leo A . . . . .	119
6.1.1 Cluster search methodology . . . . .	119
6.1.2 Results and discussions . . . . .	121
6.1.3 Conclusions . . . . .	124
6.2 Star clusters of the Andromeda galaxy . . . . .	125
6.2.1 Observational data . . . . .	125
6.2.2 Cluster sample . . . . .	127
6.2.3 Aperture photometry . . . . .	128
6.2.4 Sky background . . . . .	130
6.2.5 Apertures . . . . .	131
6.2.6 Photometry results . . . . .	133
6.2.7 Parameter derivation . . . . .	135
6.2.8 Conclusions . . . . .	138
6.3 Environmental influence on star cluster formation . . . . .	139
6.3.1 Cloud confinement by external pressure . . . . .	140
6.3.2 Numerical simulations . . . . .	141
6.3.3 Results . . . . .	143
6.3.4 Conclusions . . . . .	146
6.4 Main results . . . . .	148
<b>Trumpos žinios apie autorių</b>	<b>149</b>
<b>Publikacijos</b>	<b>150</b>

## Naudojami trumpiniai

**ACS** – HST pažangioji apžvalgų kamera (angl. Advanced Camera for Surveys)

**CCD** – spalvos-spalvos diagrama (angl. colour-colour diagram)

**CMD** – spalvos-ryškio diagrama (angl. colour-magnitude diagram)

**FJ** – fotometrinė juosta

**GMC** – milžiniški molekuliniai debesys (angl. Giant Molecular Clouds)

**HST** – Hubble kosminis teleskopas (angl. Hubble Space Telescope)

**IMF** – pradinė masės funkcija (angl. Initial Mass Function)

**IR** – FJ apimančios infraraudonąją spektro sritį, pvz. *F110W* ir *F160W*

**ISM** – Tarpžvaigždinė terpė (angl. Interstellar Medium)

**Myr, Gyr** – atitinkamai milijonai ir milijardai metų

**pc, kpc, Mpc** – atitinkamai parsekai, kiloparsekai ir megaparsekai

**PHAT** – Daugiaspalvė Hubble Andromedos apžvalga (angl. Panchromatic Hubble Andromeda Treasury)

**PT** – Paukščių Takas

**ULIRG** – ypač šviesi infraraudonoji galaktika (angl. Ultraluminous Infrared Galaxy)

**UV** – FJ apimančios ultravioletinę spektro sritį, pvz. *F275W* ir *F336W*

**WFC3** – HST plataus lauko kamera 3 (angl. Wide Field Camera 3)

# Įvadas

## Motyvacija

Vykstant žvaigždėdarai, dalis susiformavusių žvaigždžių sudaro spiečius, todėl jiems yra būdingas tam tikras amžius ir cheminė sudėtis. Tyrimai rodo, kad spiečių masė bei struktūriniai parametrai priklauso nuo tuo metu galaktikoje buvusių aplinkos sąlygų (Goddard et al. 2010; Kruijssen 2012; Adamo et al. 2015; Hollyhead et al. 2016; Randriamanakoto et al. 2019; Krumholz et al. 2019), kurios priklauso nuo sąveikos su kitomis galaktikomis, žvaigždėdaros intensyvumo ar kitų galaktikose vykstančių procesų, pavyzdžiui aktyvių galaktikos branduolių. Dėl šios priežasties, bei dėl to, kad juos galima stebėti daug didesniu atstumu nei pavienės žvaigždės, spiečiai yra esminiai objektai leidžiantys tirti galaktikų evoliuciją ir jose vykstančius procesus.

Šio darbo tikslas yra ištirti žvaigždžių spiečių savybes įvairiose galaktinėse aplinkose, kurioms būdinga skirtinga žvaigždėdaros istorija bei tarpžvaigždinė aplinka. Tyrimams naudojome aukščiausios kokybės Hubble kosminio teleskopo (HST) stebėjimų duomenis, kurie Vietinės Grupės galaktikose leidžia tirti net mažiausios masės spiečius. Spiečių parametrai (amžius, masė, ekstinkcija ir metalingumas) yra nustatomi naudojantis pavienių žvaigždžių arba integruota viso spiečiaus fotometrija.

Šiame darbe tiriami netaisyklingos nykštukinės galaktikos Leo A bei spiralinės Andromedos galaktikos (M31) spiečiai. Leo A galaktika yra mažos masės, turi daug dujų ir yra izoliuota nuo tarpgalaktinių sąveikų, todėl joje vyksta mažo intensyvumo žvaigždėdara (Hunter et al. 2012). Taip pat jai būdingas ypač mažas metalingumas, kuriam esant vykstantys žvaigždėdaros procesai iki šiol nėra gerai suprasti (Klessen 2019). Tuo tarpu M31 galaktika yra, kartu su Paukščių Taku, dominuojanti Vietinės Grupės galaktika, kuri savo evoliucijos istorijoje sąveikavo ir prisijungė daug mažesnių galaktikų (Ferguson & Mackey 2016). Dėl šios priežasties jai yra būdinga sudėtinga žvaigždėdaros istorija ir erdvinė struktūra, kurią gali padėti paaiškinti spiečių tyrimai.

Atlikta HST Panchromatic Hubble Andromeda Treasury (PHAT, Dalcanton et al. 2012) apžvalga apima nepertraukiamą stebėjimų lauką M31 galaktikoje nuo tankių centrinių iki retų išorinių sričių. Stebėjimai atlikti šešiose fotometriniuose juostose (FJ) nuo artimosios ultravioletinės iki artimosios infraraudonosios spektro dalies. Tai yra geriausi esami duomenys spiečių parametru (amžius, masė, ekstinkcija ir metalingumas) nustatymui. Tarp nustatomų spiečių parametru egzistuoja stiprus išsigimimas (de Meulenaer et al. 2014): senstant spiečiui greičiau miršta didesnės masės ir mėlynesnės žvaigždės, taip pat susiformuoja raudonųjų milžinių seka, kas laikui bėgant lemia raudonesnę integruotą spiečiaus spalvą; didėjant ekstinkcijai mėlynesnės spektro dalies



šviesa yra sugerinama ir išsklaidoma stipriau už raudonesnę, todėl spiečius atrodo raudonesnis; didėjant spiečiaus žvaigždžių metalingumui didesnė dalis spektrinių linijų santykinai sumažina žvaigždžių šviesį mėlynojoje spektro dalyje ir taip pat padaro žvaigždes raudonesnes. Panašūs skirtingų parametrų efektai stebėjimams lemia, tai, kad reikia tikslių ir plačią spektrinę sritį apimančių duomenų. Siekiant išspręsti parametrų išsigimimus yra nuolatos tobulinamos parametrų nustatymo metodikos (Fouesneau & Lançon 2010; de Meulenaer et al. 2013) bei teoriniai modeliai (Marigo et al. 2017), tuo tarpu mūsų darbo tikslas yra pagerinti gautus spiečių tyrimų rezultatus, padidinant stebėjimų matavimo patikimumą. Naudojantis integruota fotometrija į spiečių apertūras gali pakliūti ryškios, spiečiui nepriklausančios, lauko žvaigždės, kurios iškraipo tikrąsias jų spalvas ir labai pablogina parametrų nustatymo patikimumą. Nustatomi spiečių parametrai, dėl išsigimimo, yra ypač jautrūs spalvos pokyčiams, todėl nusprendėme sukurti naują matavimų metodiką, kuri būtų tinkama esant įvairiems lauko žvaigždžių tankiams.

Norėdami ištirti aplinkos įtaką spiečių formavimuisi, atlikome molekulinį debesų kolapso modeliavimą. Kolapsuojant molekuliniam debesims, juose didėja tankis ir prasideda žvaigždėdara, tačiau norint suformuoti spiečius, reikia kad žvaigždės po spiečiaus gimimo liktų tarpusavyje susietos gravitacijos. Dėl šios priežasties tyrėme kolapso eigą ir po kolapso susidariusius žvaigždžių spiečius esant įvairiam aplinkos slėgiui. Aukštas aplinkos slėgis papildomai suspaudžia debesies dujas, todėl gali potencialiai padidinti žvaigždėdaros spartą ir efektyvumą (dujų dalį pavirstančią žvaigždėmis).

# Darbo tikslas ir uždaviniai

**Tikslas** – Ištirti žvaigždžių spiečių parametrų priklausomybes nuo jų aplinkos charakteristikų skirtingose morfologijos galaktikose.

## Uždaviniai

1. Ištirti spiečių savybes (amžius, masė, dydis ir fotometriniai parametrai) netaisyklingoje nykštukinėje galaktikoje Leo A.
2. Sukurti žvaigždžių spiečių, esančių skirtingo tankio laukuose, apertūrinės fotometrijos metodiką.
3. Parengti naują M31 galaktikos žvaigždžių spiečių daugiaspalvės HST fotometrijos katalogą ir nustatyti spiečių parametrus (amžius, masė, dydis ir tarpžvaigždinė ekstinkcija).
4. Ištirti žvaigždžių spiečių aplinkos įtaką jų formavimuisi.

## Svarbiausieji rezultatai ir ginamieji teiginiai

1. Atrasti keturi nauji žvaigždžių spiečiai labai nemetalingoje Leo A galaktikoje, kurioje kol kas nėra aptikta molekulinio vandenilio debesų. Anksčiau šioje galaktikoje buvo žinomas tik vienas žvaigždžių spiečius.
2. Sukurta nauja žvaigždžių spiečių apertūrinės fotometrijos metodika tinkama naudoti tankiuose žvaigždžių laukuose kitose galaktikose. Išspręstos dvi esminės problemos: interaktyviai nustatomas suderintas dangaus fono lygis visose fotometriniuose juostose; pasiūlytu adaptyvių apertūrų metodu efektyviai pašalinama besiprojektuojančių lauko žvaigždžių įtaka.
3. Parengtas naujas M31 HST daugiaspalvės apertūrinės žvaigždžių spiečių (1181 objektas) fotometrijos katalogas.
4. Stochastinių spiečių modelių bazėje nustatyti 929 M31 galaktikos žvaigždžių spiečių parametrai: amžius, masė, dydis ir tarpžvaigždinė ekstinkcija.
5. Ištirta M31 galaktikos žvaigždžių spiečių imtis rodo buvus ne mažiau kaip tris žvaigždėdaros žybsnius per pastaruosius 300 Myr.
6. Skaitmeninio modeliavimo metodais parodyta, kad besiformuojančių spiečių savybės labai priklauso nuo molekulinį debesį supančios aplinkos slėgio, kuris nulemia žvaigždėdaros efektyvumą debesyje bei sąlygoja galutinį žvaigždžių spiečių gravitacinį susietumą.

## Asmeninis indėlis

Autorius paruošė M31 HST PHAT apžvalgos stebėjimų duomenis matavimui ir atliko visų tiriamų spiečių fotometrinius matavimus. Autorius sukūrė matavimui ir analizei skirtas programas bei automatizavo dalį interaktyvių fotometravimo darbų. Autorius sukūrė žvaigždžių spiečių stochastinių modelių banką ir patobulino tarpžvaigždinės ekstinkcijos nustatymo metodiką. Autorius atliko besisukančių molekulinį debesų modeliavimą žemo ir aukšto slėgio aplinkose. Kartu su bendraautoriais sukūrė naują apertūrinės fotometrijos metodiką, skirtą matavimui tankiuose žvaigždžių laukuose, nustatė M31 žvaigždžių spiečių parametrus ir interpretavo gautus rezultatus.

## Publikacijos disertacijos tema

1. Zubovas K., Sabulis A. K., **Naujalis, R.**, Collapse and fragmentation of molecular clouds under pressure, 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 442, 2837.
2. Stonkutė R., **Naujalis R.**, Čėponis M., Leščinskaitė A., Vansevičius V., Star clusters in the dwarf irregular galaxy Leo A, 2019, Astronomy and Astrophysics, 627, A7.
3. **Naujalis R.**, Stonkutė R., Vansevičius V., Deriving physical parameters of unresolved clusters VI. Adaptive aperture photometry of the M 31 PHAT star clusters, 2020, Astronomy and Astrophysics. (priimtas spaudai)

## Kitos publikacijos

1. Stonkutė R., Čėponis M., Leščinskaitė A., **Naujalis R.**, Vansevičius V., Dwarf irregular galaxy Leo A extends even farther, according to HST WFC3 photometry, 2018, Astronomy and Astrophysics, 614, A144.

## Pranešimai konferencijose disertacijos tema

1. **Naujalis R.**, Stonkutė R., Star formation history of the dwarf irregular galaxy Leo A, Open Readings 2013, Vilnius, 2013. (stendinis pranešimas)
2. **Naujalis R.**, Semionov D., Stonkutė R., Vansevičius V., Netaisyklingosios nykštukinės galaktikos Leo A žvaigždžių 2-D pasiskirstymas, 42-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija, Vilnius, 2017. (stendinis pranešimas)
3. **Naujalis R.**, Stonkutė R., Vansevičius V., Star Cluster Systems of the Andromeda Galaxy, XXXth General Assembly of the International Astronomical Union, Viena, Austrija, 2018. (stendinis pranešimas)

4. **Naujalis R.**, Stonkutė R., Vansevičius V., Star Clusters of the Andromeda Galaxy. Multicolour HST Photometry, IAU Symposium 351, Bolonija, Italija, 2019. (stendinis pranešimas)
5. **Naujalis R.**, Daugevičius K., Stonkutė R., Vansevičius V., Andromedos galaktikos žvaigždžių spiečiai, 43-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija, Kaunas, 2019. (žodinis pranešimas)

## **Kiti pranešimai konferencijose**

1. **Naujalis R.**, Zubovas K., Modeling of active galactic nuclei winds, Open Readings 2014, Vilnius, 2014. (stendinis pranešimas)
2. **Naujalis R.**, Zubovas K., Supermassive black hole accretion disc winds, Open Readings 2015, Vilnius, 2015. (žodinis pranešimas)
3. **Naujalis R.**, Zubovas K., Aktyvių galaktikų branduolių vėjai, 41-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, 2015. (stendinis pranešimas)

## **Konferencijos publikacija**

**Naujalis R.**, Stonkutė R., Vansevičius V., Star Clusters of the Andromeda Galaxy. Multicolour HST Photometry, 2020, IAU Symposium 351, 131.

## **Vasaros mokykla**

Galaxy Formation School 2017, Spetses, Graikija, 2017.

# 1 skyrius

## Ankstesnių tyrimų apžvalga

Išsami spiečių tyrimų problematika yra aprašyta Krumholz et al. (2019) apžvalgoje. Nors spiečius galima nagrinėti kaip vienodo amžiaus ir cheminės sudėties žvaigždžių sistemas, tačiau iki šiol yra išlikę nemažai klausimų dėl jų formavimosi ir evoliucijos galaktikose. Spiečių formavimosi atžvilgiu manoma, kad ir mažiausios masės padrikieji spiečiai, ir didžiausios masės kamuoliniai spiečiai formuojasi tų pačių procesų metu (Elmegreen & Efremov 1997), tačiau vis dar nėra gerai žinoma, kokią įtaką jų savybėms turi pačio debesies (McKee & Ostriker 2007; Krumholz 2014) ir jo aplinkos (Kruijssen et al. 2011) sąlygos. Iki šiol atliktų spiečių tyrimų apimties ir tikslumo nepakanka aiškiai apibrėžti spiečių savybių priklausomybes skirtingose galaktikose ir aplinkose (5, 6 ir 8 pav. pateikti Krumholz et al. 2019).

Daug neatsakytų klausimų yra ir kokie procesai dominuoja spiečių evoliucijoje (Renaud 2018). Evoliucijos eigoje spiečiai masę praranda ir dėl vidinių, ir dėl išorinių veiksnių. Vidinius veiksnius apima žvaigždžių evoliucija ir dėl sistemos relaksavimo išmetamos pavienės žvaigždės (pvz. Gieles et al. 2011). Senstant žvaigždėms masyvios žvaigždės ( $\gtrsim 8 M_{\odot}$ ) sprogstą kaip supernovas, ir išmeta didelį kiekį medžiagos (pvz. Faucher-Giguère & Kaspi 2006), o mažesnės masės žvaigždės daugiausiai netenka medžiagos asimptotinėje milžinių sekoje (pvz. Kruijssen 2009). Išoriniai veiksniai, lemiantys spiečių ardymą, yra potvyninės sąveikos su kitais galaktikos objektais, pvz. milžiniškais molekuliniais debesimis (angl. Giant Molecular Cloud, GMC, Spitzer 1958; Gieles et al. 2006; Binney & Tremaine 2008). Iki šiol konkuruoja dvi spiečių ardymo teorijos, kuriose spiečių ardymas priklauso arba nepriklauso nuo jų masės. Nepriklausančio nuo masės ardymo atveju spiečiai turėtų turėti panašius tankio profilius, nepriklausančius nuo jų masės (pvz. Fall et al. 2009), tokiu atveju ir mažesnės, ir didesnės masės spiečiai bus išardomi per panašų laiko tarpą. Tuo tarpu, jei didėjant spiečiaus masei jo koncentraciją ir tankis didėja greičiau ( $\rho \propto M^{\alpha}$ , čia  $\alpha < 1$ ), tuomet mažesnės masės spiečiai turi būti išardomi greičiau (Lamers et al. 2005).

Masyvių kamuolinių spiečių formavimuisi reikalingos ekstremalios žvaigždėdaros sąlygos, esančios galaktikų sąveikos arba jungimosi metu (Krumholz et al. 2019). Galaktikų sąveikos ankstyvoje Visatoje buvo daug dažnesnės, todėl kamuolinių spiečių tyrimai atskleidžia stiprių išorinių veiksnių sukeltus, ankstyvoje galaktikos evoliucijoje vykusius, žvaigždėdaros epizodus. Tuo tarpu padrikieji spiečiai, kurie paprastai yra ne tokie koncentruoti ir mažesnių masių, geriausiai atspindi per paskutinius kelis šimtus milijonų metų vykusios žvaigždėdaros istoriją, nes didelė dalis senesnių spiečių yra paveikta ardymo procesų.

Padrikieji spiečiai formuojasi galaktikos diske esančiuose GMC kompleksuose, iš kurių išsivadavusi didelė jų dalis netrūkusi išyra ir tampa gravitaciškai nesusietomis žvaigždžių grupėmis (Lada & Lada 2003; Krumholz et al. 2019). Dujų pašalinimą iš sistemos atlaikę spiečiai galaktikos diske gali išgyventi kelis šimtus ar net daugiau milijonų metų. Pastaruoju metu vis daugiau tyrimų rodo, kad susiformavusių spiečių skaičius netiesiškai priklauso nuo galaktikoje vykstančios žvaigždėdaros spartos (pvz. Johnson et al. 2016; Randriamanakoto et al. 2019). Tai gali lemti faktas, kad augant žvaigždėdaros spartai vis didesnė dujų dalis pavirsta žvaigždėmis, todėl pašalinama santykinai mažesnė masės dalis ir mažėja tikimybė spiečiui išsiardyti. Dėl šios priežasties spiečių tyrimai yra perspektyvūs siekiant atkurti jų formavimosi metu galaktikoje buvusias žvaigždėdaros sąlygas.

Didžiausia kliūtis tiriant spiečių formavimosi ir evoliucijos dėsningumus yra stebėjimų ir matavimo sudėtingumas bei maža tiriamų spiečių imtis, kuri dažnai apima tik didelės masės ( $\gtrsim 10^4 M_{\odot}$ , 5 pav. Krumholz et al. 2019) spiečius. Dėl šios priežasties tolesni spiečių tyrimai reikalauja tikslesnių, geriau adaptuotų tyrimų metodų ir spiečių imties apimančios kuo mažesnes mases. Naudojant dabartines technologijas, mažiausios masės spiečius galime detaliai tyrinėti tik santykinai nedidelėje Vietinės Grupės erdvėje ( $\lesssim 1$  Mpc). Viena labiausiai detaliems spiečių tyrimams tinkamų aplinkų yra M31 galaktika, kurioje galime išskirti pavienes žvaigždes, o tuo pačiu aptikti ir mažiausios masės spiečius. Toliau trumpai apžvelgiami spiečių parametrų nustatymo metodai bei atlikti M31 galaktikos spiečių tyrimai.

Spiečių parametrai nustatomi dviem pagrindiniais metodais – spektroskopiniais arba fotometriniiais. Spektroskopinis metodas paremtas spiečiaus spektro lyginimu su modeliais arba žinomų objektų spektrais. Dažniausiai yra lyginami spektrinių linijų rodikliai (Vazdekis et al. 2010), kurie sudaryti iš kombinuotų įvairių spektrinių linijų ekvivalentinių pločių. Parinkti spektrinių linijų rodikliai yra jautrūs žvaigždžių populiacijos amžiaus ir metalingumo pokyčiams. Šio metodo privalumas yra tai, kad tiesiogiai lyginamos daugiausiai informacijos apie objekto savybes turinčios spektro sritys. Spektroskopiniams stebėjimams reikalingi santykinai didelio šviesio objektai, kuriems turi būti gauti didelio signalo-triukšmo santykio stebėjimai. Spektriniai stebėjimai dažnai atliekami su fiksuoto dydžio apertūromis visiems stebimiems objektams, todėl į jas gali pakliūti skirtingas kiekis fono objektų. Ši problema labai aktuali tankiuose žvaigždžių laukuose.

Naudojant plačiauostę fotometriją yra prarandama individualių spektrinių linijų teikiama informacija, tačiau yra surenkama daugiau stebimų objektų šviesos, todėl šiuo metodu galima tirti mažesnio šviesio arba toliau esančius objektus (Fouesneau & Lançon 2010). Gautos objektų nuotraukos taip pat yra naudojamos spiečių identifikavimui bei struktūrinei analizei. Norint šiuo metodu nustatyti spiečių parametrus reikalingi stebėjimai apimantys UV spektro

sritį, be kurių nepavyktų išspręsti parametrų išsigimimo, bei tikslūs spiečių modeliai (platesnis parametrų išsigimimo ir spiečių modelių aprašymas pateiktas 4 skyriuje).

Ilgą laiką didžioji dalis M31 galaktikoje tiriamų spiečių buvo tik kamuoliniai (Harris & Racine 1979; Barmby et al. 2000; Beasley et al. 2004; Puzia et al. 2005), nes jie yra santykinai ryškūs, stipriai koncentruoti į centrą ir daugiausiai pasiskirstę galaktikos hale, toliau nuo tankaus disko, todėl juos galima lengviau atskirti nuo kitų objektų. Didelis jų šviesis leidžia pasinaudoti spektrometrija amžiaus ir cheminės sudėties nustatymui. Beasley et al. (2004) ir Puzia et al. (2005) parodė, kad M31 galaktikoje yra ne tik seno ( $\sim 10$  Gyr), bet ir vidutinio ( $\sim 7$  Gyr) bei jauno ( $\sim 1$  Gyr) amžiaus didelės masės ir stipriai į centrą koncentruoti spiečiai, kurie panašūs į PT kamuolinius spiečius. Jų metalingumai M31 galaktikoje siekia nuo  $[Z/H] = -2,0$  (100 kartų mažesnio už Saulės metalingumą) iki Saulės metalingumo, iš kurių didžiausio metalingumo yra jauniausi kamuoliniai spiečiai. Tuo tarpu PT aptinkami tik senesni nei 8 Gyr amžiaus kamuoliniai spiečiai, o tai gali atspindėti skirtingas abiejų galaktikų žvaigždėdaros istorijas.

Atrastų masyvių jaunų spiečių tyrimas M31 galaktikoje kėlė daug keblumų, todėl Cohen et al. (2005) naudodamiesi naujais duomenimis gautais 10 m Keck teleskopu, teigė, kad atrasti jauni kamuoliniai spiečiai yra tik asterizmai. Caldwell et al. (2009, 2011) atliko daugiau nei 400 spiečių spektroskopinius tyrimus ir rėmėsi jų nuotraukomis padarytomis HST bei antžeminiais teleskopais. Naudodamiesi aukštos skyros HST ACS stebėjimų duomenimis jie patvirtino, kad M31 galaktikoje yra jaunų ( $< 2$  Gyr) ir masyvių ( $> 10^5 M_{\odot}$ ) spiečių, kurių masė siekia kamuolinių spiečių mases. Jie taip pat nustatė, kad kitaip nei PT, M31 galaktikoje kamuoliniams spiečiams nėra būdingas metalingumo bimodalumas (Brodie & Strader 2006).

Krienke & Hodge (2007, 2008) ir Hodge et al. (2009) atliko jaunų spiečių paiešką įvairiose M31 galaktikos vietose esančiuose HST laukeliuose. Iš gautų spiečių žvaigždžių CMD buvo įvertinti jų amžiai, o iš integruotos fotometrijos – masė. Tarp tiriamų spiečių jauniausi buvo vos kelių milijonų metų amžiaus, o masė siekė vos kelis šimtus Saulės masių. Santykinai mažoje galaktikos dalyje jiems pavyko aptikti daugiau nei 500 spiečių ir įvertinti, kad visoje M31 galaktikoje turėtų būti daugiau nei  $10^4$  spiečių. Tačiau pavienių laukelių, išsibarsčiusių po galaktiką, tyrimai lėmė, kad buvo sunku daryti išvadas apie spiečių evoliuciją ar radialinį pasiskirstymą galaktikoje.

Johnson et al. (2016, 2017) naudodamiesi PHAT duomenimis (Dalcanton et al. 2012) atliko jaunų spiečių tyrimus ir jų parametrus nustatė pasitelkdami žvaigždžių CMD. Jų tiriamų objektų imtį sudaro daugiau nei 1200 spiečių, esančių šiaurės rytinėje galaktikos dalyje. Didžiausias tiriamų spiečių amžius buvo apribotas iki 300 Myr dėl pilnumo efektų neleidžiančių išskirti senesnių žvaigždžių populiacijų posūkio taško. Jų tiriamų spiečių erdvinis pasiskirsty-

mas siekė nuo galaktikos centro iki disko krašto, todėl galėjo įvertinti spiečių savybių skirtumus skirtingas žvaigždėdaros spartas bei lauko žvaigždžių tankius turinčiose srityse. Jie nustatė, kad spiečių formavimosi efektyvumas (žvaigždžių dalis susiformuojanti spiečiuose) kinta nuo 4%, toliau nuo galaktikos centro ir mažesnes paviršinės žvaigždėdaros spartas turinčiose srityse, iki 8%, arčiau centro bei aktyvios žvaigždėdaros vijų srityse. Tuo tarpu M31 galaktikai gautas spiečių masės pasiskirstymas atitinka Schechter funkciją su charakteringa mase  $8,5 \times 10^3 M_{\odot}$ .

Pietvakarinės galaktikos dalies spiečių tyrimus atliko Vansevičius et al. (2009). Naudodami Subaru teleskopo stebėjimus jie ištyrė 238 spiečius, esančius  $\sim 4$  kartus mažesniame plote nei PHAT apžvalga. Jie gavo didesnę Schechter funkcijos charakteringą masę  $2 \times 10^5 M_{\odot}$  spiečiams, kurių amžius mažesnis nei 3 Gyr. Skirtumą tarp abiejų tyrimų galima paaiškinti tuo, kad buvo tiriami skirtingų amžių spiečiai, todėl prieš kelis milijardus metų žvaigždėdaros sparta, o tuo pačiu ir besiformuojančių spiečių masė M31 galaktikoje galėjo būti didesnė.

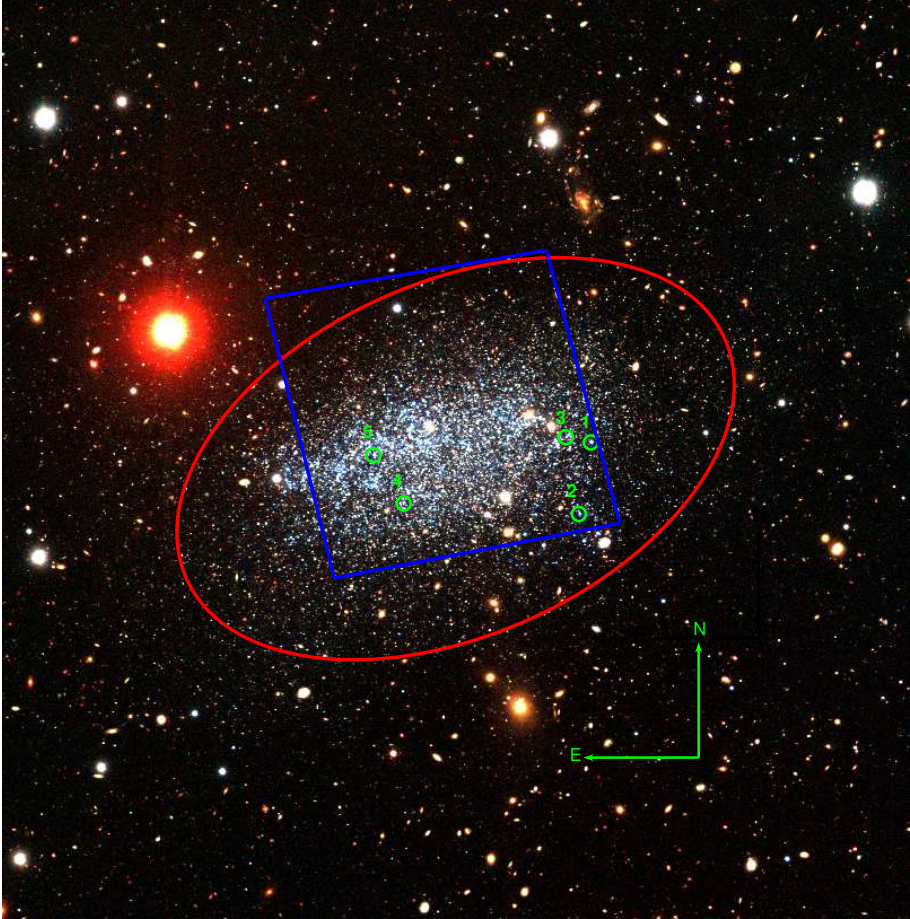


## 2 skyrius

# Nykštukinės galaktikos Leo A žvaigždžių spiečiai

Leo A yra Vietinės Grupės nykštukinė galaktika, esanti 800 kpc ( $m - M = 24,51$  mag) atstumu nuo Paukščių Tako (PT) (Dolphin et al. 2002, viena kampinė minutė Leo A galaktikos atstumu atitinka apie 230 pc). Joje yra aptikta senesnė nei 10 Gyr amžiaus žvaigždžių populiacija (Dolphin et al. 2002), tačiau didžiąją dalį regimosios medžiagos masės iki šiol sudaro dujos (Hunter et al. 2012). Tokį mažą žvaigždėdaros tempą, tikriausiai, galima paaiškinti tuo, kad galaktikai yra būdingas ypač mažas metalingumas, dėl kurio neefektyviai formuojasi molekuliniai debesys (Dobbs et al. 2014), ir tuo, kad ji yra izoliuota nuo kitų galaktikų. Leo A galaktikos metalingumas siekia vos  $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -1,67$  (apie 2% Saulės metalingumo, van Zee et al. 2006; Kirby et al. 2017), todėl joje turėtų būti mažas tarpžvaigždinių dulkių kiekis, kuris reikalingas efektyviam molekulinio vandenilio debesų formavimuisi. Galaktikos izoliacija reiškia, kad ji nesąveikauja su kitomis galaktikomis ir potvyninė sąveika negali joje paskatinti žvaigždėdaros. Pagal vyraujančią šaltosios tamsiosios medžiagos teoriją, analogiškos nykštukinės galaktikos buvo mažiausi dariniai Visatos pradžioje. Jiems besijungiant formavosi didžiosios galaktikos, tokios kaip PT ir Andromedos galaktika. Tuo tarpu, iki šiol Leo A galaktikoje vykstančią žvaigždėdarą rodo jonizuoto vandenilio (H II) sričių buvimas, kurias sukuria jaunų masyvių žvaigždžių jonizuojanti spinduliuotė.

Maža Leo A galaktikos masė, metalingumas ir žvaigždėdaros sparta, bet didelis dujų kiekis leidžia geriau apriboti teorinius modelius bei žvaigždėdaros procesų priklausomybę nuo aplinkos. Nuo galaktikoje vyraujančių sąlygų gali priklausyti susiformavusių spiečių masių funkcija ir struktūriniai parametrai. Žvaigždžių spiečiai gerai atspindi praeityje vykusią žvaigždėdarą, tačiau dėl mažos žvaigždėdaros spartos nykštukinėse galaktikose susiformuoja mažas jų skaičius. Norint atlikti detalesnius spiečių formavimosi ir evoliucijos tyrimus, tokio tipo galaktikose, reikalinga didelė jų imtis, kurią galima pasiekti apjungiant kelių atskirų nykštukinių galaktikų spiečių katalogus (Cook et al. 2019). Iki šiol Leo A galaktikoje buvo atrastas tik vienas spiečius (Stonkutė et al. 2015). Naudodamiesi Hubble Kosminio Teleskopo (angl. Hubble Space Telescope, HST) stebėjimais mes atlikome detalią spiečių paiešką Leo A galaktikoje bei nustatėme pagrindinius atrastų objektų parametrus.



**2.1 pav.** Leo A galaktikos Subaru Suprime-Cam kameros  $B$ ,  $V$  ir  $I$  fotometrinių juostų nuotrauka (Stonkutė et al. 2014). Raudona elipsė (ašių santykis  $b/a = 0,6$ , pozicinis kampas  $PA = 114^\circ$ ) žymi Holmbergo spindulį (kur paviršiaus šviesis  $B$  FJ pasiekia  $26.5 \text{ mag/arcsec}^2$ ), kurio didysis pusašis lygus  $a = 3,5'$  ( $\sim 800 \text{ pc}$ , Mateo 1998). Elipsės centro koordinatės:  $\alpha = 9^{\text{h}}59^{\text{m}}24^{\text{s}}$ ,  $\delta = +30^\circ44'47''$  (J2000, Vansevicius et al. 2004). Mėlynas kvadratas atitinka HST ACS stebėjimų lauką (Cole et al. 2007). Žali apskritimai rodo atrastų spiečių vietas bei numerius. Šiaurės kryptis nukreipta į viršų, o rytų į kairę.

## 2.1 Spiečių paieška

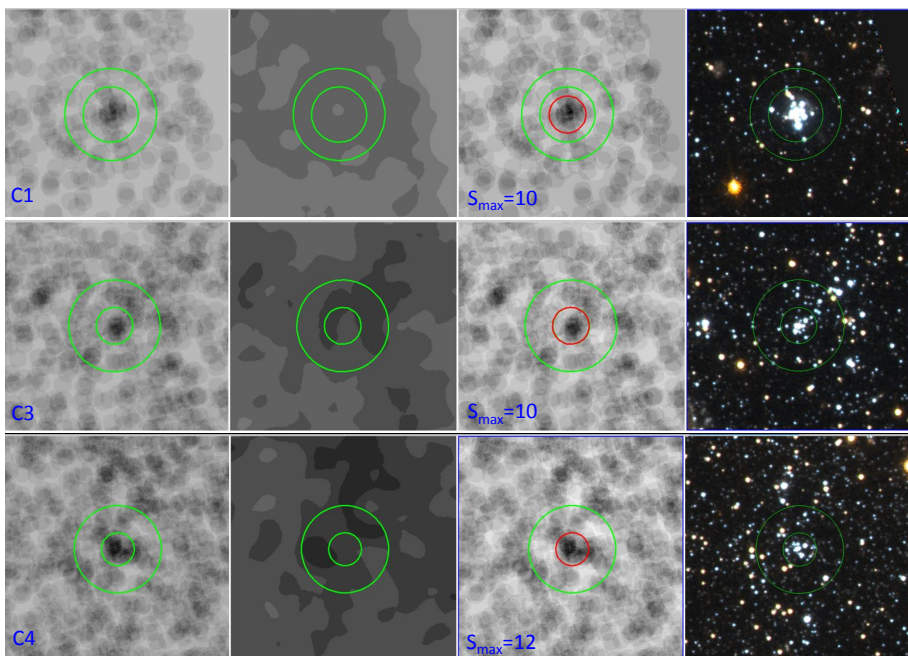
Spiečių paieška ir tyrimai buvo atlikti naudojantis LCID (angl. Local Cosmology from Isolated Dwarfs) projekto metu gautomis HST Advanced Camera for Survey (ACS) kameros nuotraukomis (Cole et al. 2007), kuriuose vieno pikselio kraštinės dydis atitinka  $0,05''$ . Stebėjimai  $F475W$  ir  $F814W$  fotometriniuose juostose (FJ) paimti iš Mikulski Archive for Space Telescope (MAST)<sup>1</sup>. Pradinio automatinio apdorojimo metu nuotraukoms buvo pašalintas bias signalas, atlikta tolygaus lauko korekcija bei įskaitytas krūvio pernašos efektyvumas (angl. charge transfer efficiency). Leo A galaktikos dalis apimama HST ACS stebėjimų pažymėta Subaru Suprime-Cam nuotraukoje (2.1 pav.) mėlynu keturkampiu.

Žvaigždžių fotometrija buvo atlikta naudojant DOLPHOT 2,0 paketą (Dolphin 2000), kuris atlieka žvaigždžių paiešką ir fotometriją, paremtą taško išplitimo funkcijos (angl. point spread function, PSF) matavimu. Žvaigždžių PSF buvo gauta atrinkus etalonines žvaigždes, esančias izoliuotose nuotraukose vietose, kur jų šviesos pasiskirstymo neturėtų paveikti jokie šalutiniai objektai. Siekdami išvalyti aptiktų objektų katalogą nuo įvairių foninių objektų ir palikti tik Leo A galaktikai priklausančias žvaigždes, pritaikėme įvairius atrinkimo kriterijus. Iš pradžių buvo atmesti visi objektai, kurių signalo-triukšmo santykis mažesnis nei 5,0, tai lėmė 189 947 objektų katalogą, kuris vis dar buvo stipriai užterštas nežvaigždiniais objektais. Šis katalogas toliau buvo išvalytas vizualiai atrenkant ir išmetant objektus esančius ant aiškiai išskiriamų foninių galaktikų, ryškių Paukščių Tako žvaigždžių, nuotraukos defektų ar arti nuotraukos kraštų, kur defektų skaičius yra didesnis. Taip pat objektai buvo atrinkti ir pagal jų *sharpness* parametą, kuris rodo, kaip gerai matuojamas objektas atitinka PSF ir ar yra siauresnis ar platesnis. Šiuo atveju netaškiniai objektai (pvz. galaktikos) ar kelių žvaigždžių projekcijos turės platesnį profilį ir turės neigiamas *sharpness* vertes, o dėl kosminių spindulių atsiradę defektai – siauresnį ir turės teigiamas vertes. Pagal DOLPHOT programos aprašą, gerai PSF atitinkančios žvaigždės turėtų turėti  $-0,3 < sharpness < 0,3$ . Norėdami atrinkti tik gerai išmatuotas žvaigždes, abiejose FJ atmetėme objektus kurių *sharpness* parametras yra didesnis už 0,2 arba mažesnis už  $-0,2$ . Po šių atmetimų žvaigždžių kataloge liko 151 146 objektai.

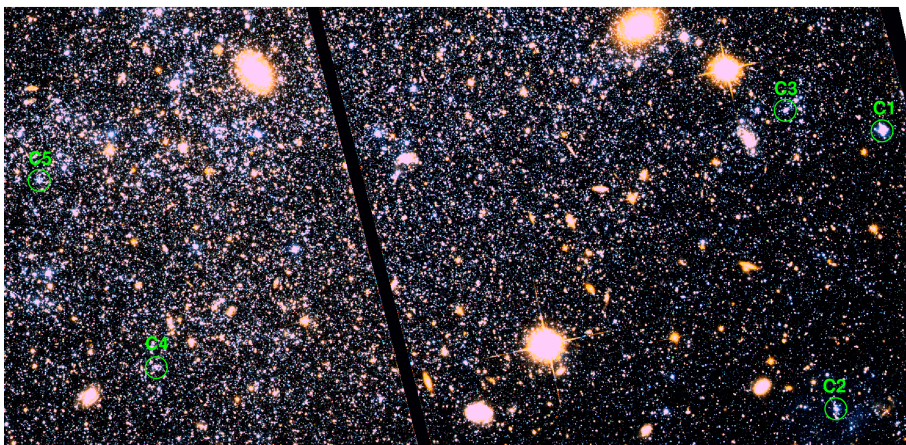
Galutiniame kataloge buvo atrinktos žvaigždės, kurių ryškis  $F814W < 28$  mag, o spalva  $F475W - F814W < 2,0$  mag, tokiu būdu atmetant neryškius (turinčius didelį neapibrėžtumą) arba priklausančius Paukščių Takui objektus. Likusių 98 525 žvaigždžių koordinatės buvo panaudotos spiečių paieškai pagal jų sutankėjimus. Spiečiai buvo ieškomi aplink kiekvieną žvaigždę apibrėžiant  $0,5''$  dydžio apskritimus ir ieškant didžiausio jų persikojimo taškų (2.2 pav. pirmas stulpelis). Ieškant žvaigždžių sutankėjimų ir siekiant didesnio kont-

---

<sup>1</sup><http://archive.stsci.edu>



**2.2 pav.** Žvaigždžių sutankėjimų pavyzdžiai C1, C3 ir C4 spiečiams. Pirmame stulpelyje parodyti sutankėjimai, gauti žvaigždes pakeitus į  $0,5''$  spindulio skritulius. Antrame stulpelyje parodytas foninis žvaigždžių tankis, suskaičiuotas nuo  $1''$  iki  $2''$  (žali apskritimai). Trečiasis stulpelis atitinka pirmąjį, tačiau yra atimtas foninių žvaigždžių tankis.  $S_{\max}$  rodo didžiausią žvaigždžių tankį spiečiaus apertūroje (raudoni apskritimai). Ketvirtame stulpelyje parodytos spiečių ir jų aplinkos nuotraukos.



**2.3 pav.** Atrasti spiečių kandidatai pažymėti HST ACS nuotraukos fragmente, apimančiame centrinę Leo A dalį. Spiečius žyminčių žalių apskritimų spindulys lygus  $2''$ . Nuotrauka sudaryta iš  $F475W$ ,  $(F475W + F814W)/2$  ir  $F814W$  FJ kombinacijos. Šiaurė nukreipta į viršų, rytai į kairę.

rasto gautas fono žvaigždžių tankis (2.2 pav. antras stulpelis), apskaičiuojant pikselių verčių medianą žiede nuo  $1''$  iki  $2''$  aplink žvaigždę. Atėmus gautą fono lygį (2.2 pav. trečias stulpelis), tolesnei analizei naudoti tik sutankėjimai, kurių tankis 5 ar daugiau kartų didesnis už juos supantį foną. Po šio atrinkimo liko 76 potencialūs žvaigždžių spiečiai. Atlikus šių sutankėjimų vizualinę analizę galiausiai buvo palikti 5 spiečių kandidatai, kurių vietos HST ACS nuotraukoje parodytos 2.3 pav.  $F475W + (F475W + F814W)/2 + F814W$  spalvų kombinacijoje, žali apskritimai yra  $2''$  dydžio. Spiečių vietos galaktikoje pažymėtos 2.1 paveikslėlyje žaliais apskritimais. Tikimybė, kad šie atrinkti spiečiai yra tik nepriklausomų žvaigždžių superpozicija turėtų būti maža, dėl bendrai mažo žvaigždžių tankio galaktikoje, kurios yra gerai išskirtos naudojamuose stebėjimuose, bei į mus orientuoto galaktikos disko, todėl žvaigždės esančios skirtingose galaktikos dalyse nepersikloja.

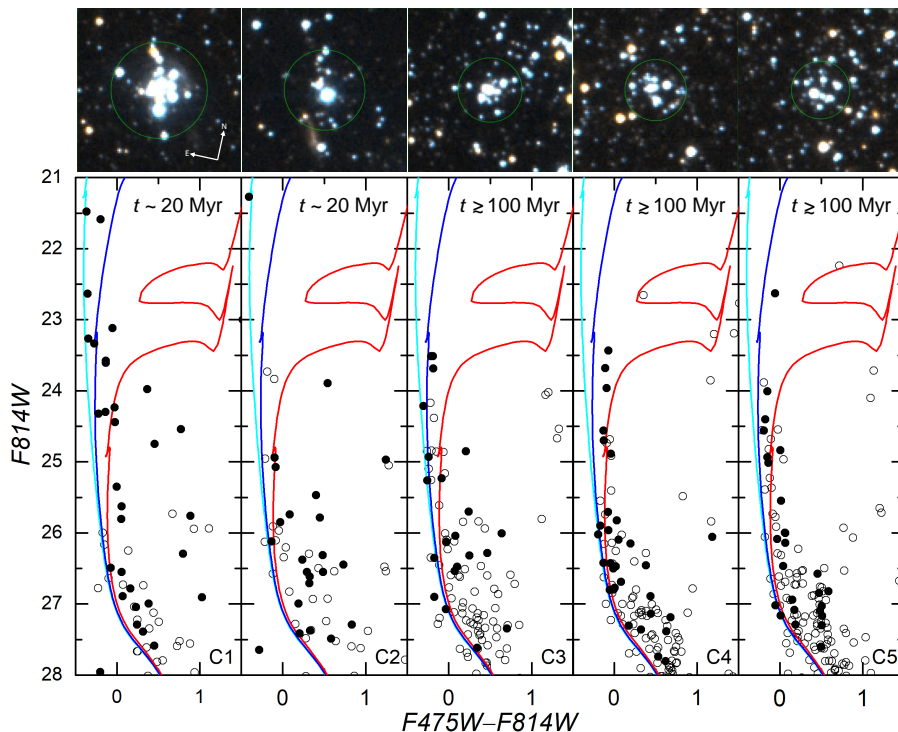
## 2.2 Spiečių parametrų nustatymas ir diskusija

Aptikti spiečiai nėra simetriški, todėl jų centrai buvo nustatyti pagal maksimumą žvaigždžių tankio žemėlapyje. Kiekvienam spiečiui buvo atlikta apertūrinė fotometrija, gauta nuosekliai didinant apertūrą iki  $5''$  po  $0,1''$  žingsnį, tokiu būdu sudarant jų augimo kreives parodytas 2.5, 2.7 ir 2.8 paveikslėliuose. Spiečius supantis fono lygis buvo nustatytas pagal juos supančių fono pikselių verčių histogramos maksimumą. Išmatuotose augimo kreivėse spiečiaus riba buvo parinkta ties pirmąją suplokštėjimo dalimi (pvz. 2.5 pav. vertikali žalia linija), pagal kurią ir buvo gauti pilnutiniai spiečių ryškiai (horizontali žalia linija). Spiečių pusės šviesio spinduliai ( $R_h$ , raudona vertikali tiesė) gauti prie pilnutinio ryškio pridėjus  $0,75$  ir radus susikirtimo tašką su augimo kreive. Gauti spiečių dydžiai abiejose fotometriniuose juostose skiriasi ne daugiau nei per  $0,05''$  t.y. puse matavimo žingsnio. Reikia pabrėžti, kad spiečiaus C2 pusės šviesio spindulys buvo apskaičiuotas naudojantis augimo kreive sukonstruota iš patenkančių žvaigždžių skaičiaus (2.6 pav.). Tai buvo padaryta todėl, kad didžiąją dalį spiečiaus ryškio sudaro šviesiausia centrinė žvaigždė, dėl kurios būtų gautas nerealistiška mažas pusės šviesio spindulys (2.7 pav. raudona punktyrinė vertikali linija).

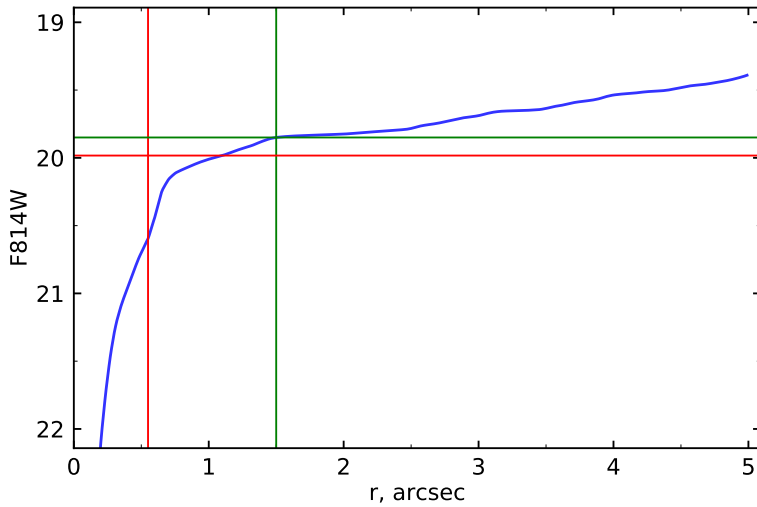
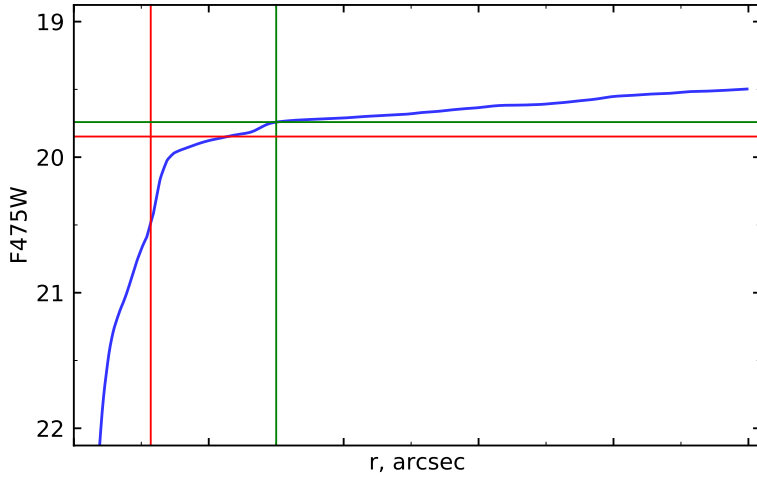
Integruoti spiečių ryškiai ir spalvos rodikliai gauti atlikus matavimus  $R$  spindulio apertūrose ir yra pateikti 2.1 lentelėje. Išmatuotų ryškių tikslumas priklauso nuo fono lygio nustatymo ir ryškių nulpunktų tikslumų. Fono lygio nustatymas taip pat turi įtakos ir gautiems struktūriniais spiečių parametrams, nes gali stipriai pakeisti augimo kreivės formą (žr. Hill & Zaritsky 2006). Siekiant įvertinti matavimų paklaidas mes nustatėme spiečius supantį fono lygį įvairaus dydžio žieduose nuo  $1,5''$  iki  $3,0''$ . Gauti rezultatai rodo mažus ryškio pokyčius (iki  $0,05$  mag) ir mažus pusės šviesio spindulio pokyčius ( $\Delta R_h \sim \pm 0,05''$ ).

Atrinktų spiečių žvaigždžių, patenkančių į apertūrą (žali apskritimai 2.4

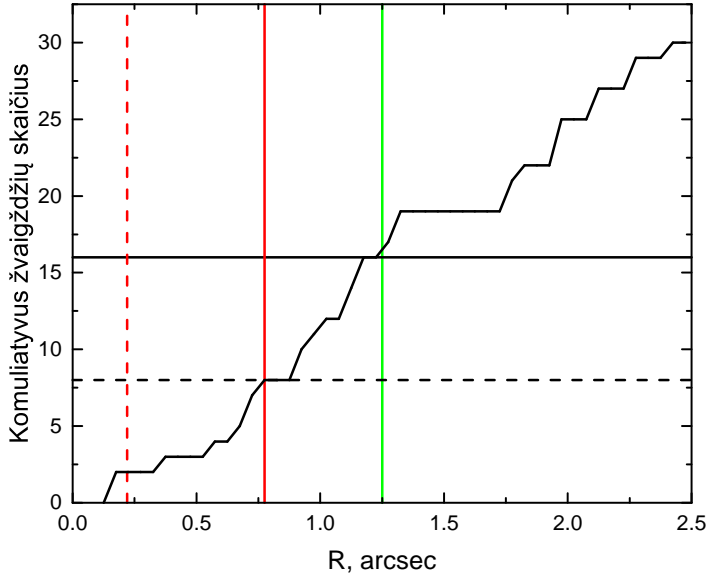




**2.4 pav.** Atrastų spiečių kandidatų nuotraukos (viršuje) ir jų žvaigždžių spalvos-ryškio diagramos (apačioje). Pilnaviduriai apskritimai žymi žvaigždes patekusias į spiečiaus apertūrą, o tuščiaviduriai – visas žvaigždes esančias  $2,5''$  atstumu nuo spiečiaus. Nuotraukos sudarytos iš  $F475W$ ,  $(F475W + F814W)/2$  ir  $F814W$  FJ kombinacijos, o kraštinės dydis lygus  $5''$ . Parodytos izochronos atitinka  $Z = 0,0007$  metalingumą ir 20 Myr (žydra linija), 100 Myr (mėlyna linija) ir 500 Myr (raudona linija) amžius. Visoms parodytomis izochronoms buvo įskaityta PT sukelta ekstinkcija  $A(F475W) = 0,068$  ir  $A(F814W) = 0,032$  (Schlafly & Finkbeiner 2011).



**2.5 pav.** Spiečiaus C1 augimo kreivės  $F475W$  (viršuje) ir  $F814W$  (apačioje) fotometrines juostose. Žalia vertikali linija rodo spiečiaus apertūrą, žalia horizontali – spiečiaus ryškį. Raudona vertikali linija rodo spiečiaus pusės šviesio spindulį, o raudona horizontali linija – spiečiaus ryškį ties dvigubu pusės šviesio spinduliu.

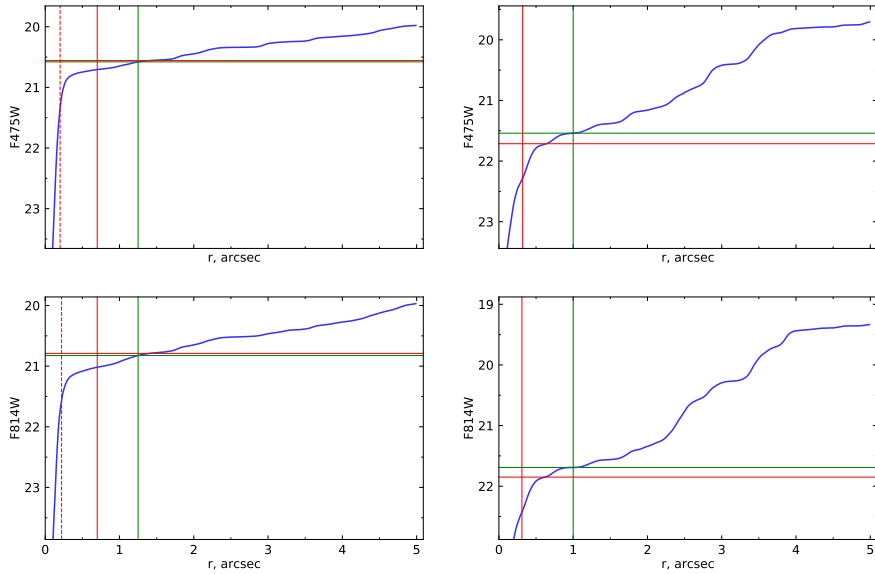


**2.6 pav.** Spiečiaus C2 augimo kreivė sukonstruota iš į apertūrą patenkančių žvaigždžių skaičiaus. Žalia vertikali tiesė žymi spiečiaus apertūrą į kurią pateko 16 žvaigždžių (juoda horizontali linija), raudona – pusės šviesio spindulį, gautą į apertūrą patekus 8 žvaigždėms (juoda punktyrinė horizontali linija). Vertikali raudona linija rodo pusės šviesio spindulį, gauta iš spiečiaus šviesio augimo kreivės.

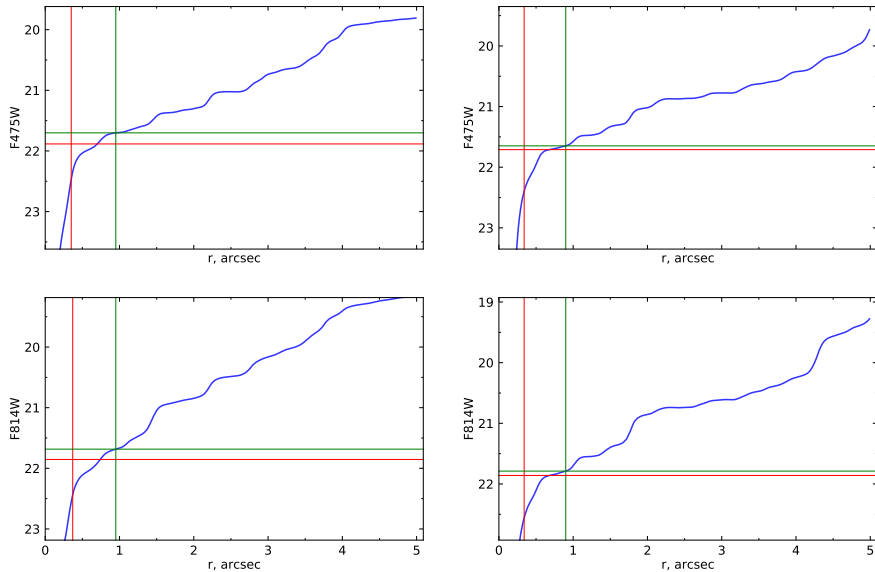
pav. viršuje), spalvos-ryškio diagramos atvaizduotos 2.4 pav. apačioje juodais pilnaviduriais apskritimais, tuo tarpu žvaigždės esančios iki  $2,5''$  atstumu atvaizduotos tuščiaviduriais apskritimais ir naudojamos įvertinti galimą lauko žvaigždžių įtaką. Spiečių amžiams įvertinti naudojamos 1,2S versijos PARSEC izochronos (Bressan et al. 2012) su  $Z = 0,0007$  metalingumu. Toks metalingumas buvo parinktas pagal Leo A galaktikai nustatytas metalingumo vertės (van Zee et al. 2006; Ruiz-Escobedo et al. 2018). Izochronų pavyzdžiai pateikti 2.4 pav., kur žydra kreivė atitinka 20 Myr, mėlyna – 100 Myr, o raudona – 500 Myr. Taip pat izochronoms buvo įskaityta PT ekstinkcija, kuri  $F475W$  FJ lygi  $A(F475W) = 0,068$  mag, o  $F814W$  FJ –  $A(F814W) = 0,032$  mag (Schlafly & Finkbeiner 2011). Spiečių amžiai nustatyti daugiausiai dėmesio kreipiant į šviesiausias (masyviausias) spiečiui priklausančias žvaigždes, kurių matavimo paklaidos yra nykstamai mažos, o visi rezultatai yra pateikti 2.1 lentelėje. Nustatyti amžiai neturi stiprios priklausomybės nuo naudojamų izochronų metalingumų, o jauniausių spiečių C1 ir C2 aplinkoje yra stipri jonizuoto vandenilio (HII) spinduliuotė (2.9 pav.), kuri patvirtina jų jauną amžių.

Spiečių masės įvertintos atrinkus jų pagrindinės sekos žvaigždes pagal kri-

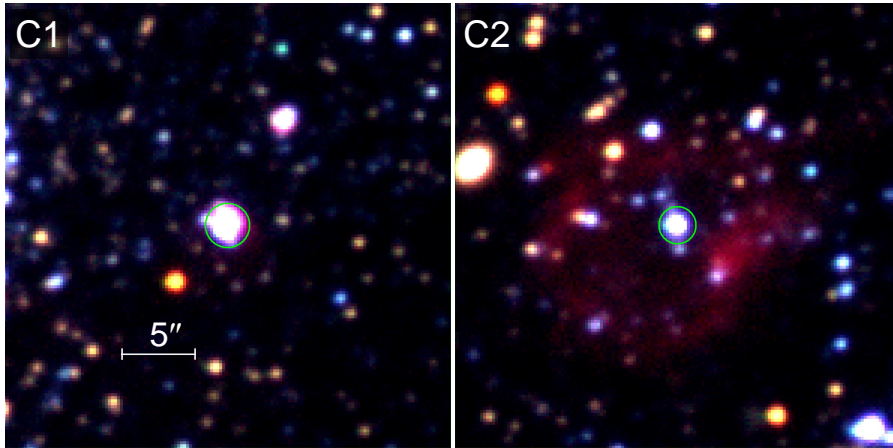




**2.7 pav.** Kaip ir 2.5 pav. tik parodytos C2 (kairėje) ir C3 (dešinėje) spiečių augimo kreivės. C2 spiečiui pusės šviesio spindulys gautas naudojantis žvaigždžių skaičiaus augimo diagrama parodyta 2.6 paveikslėlyje. Punktyrinė vertikali raudona linija žymi iš fotometrines augimo kreivės gautą C2 spiečiaus pusės šviesio spindulį.



**2.8 pav.** Kaip ir 2.5 pav. tik parodytos C4 (kairėje) ir C5 (dešinėje) spiečių augimo kreivės.



**2.9 pav.** Subaru Suprime-Cam C1 ir C2 spiečių nuotraukos sudarytos iš  $B$ ,  $V$  ir  $H\alpha$  fotometrinių juostų. Raudona spalva atitinka jonizuoto vandenilio spinduliuotę. Žalias apskritimas rodo atrastų spiečių apertūros dydį. Nuotraukos kraštinė atitinka  $30''$ , šiaurė nukreipta į viršų, rytai į kairę.

**2.1 lentelė.** Leo A spiečių parametrai.

ID	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	R	$R_h$	$F814W$	$CI$	Amžius	Masė
LeoA-C1	9:59:16.5	+30:44:59	1,50	0,55	19,85	-0,11	$\sim 20$	$\gtrsim 400$
LeoA-C2	9:59:17.2	+30:44:08	1,25	0,7*	20,82	-0,24	$\sim 20$	$\gtrsim 150$
LeoA-C3	9:59:17.9	+30:45:02	1,00	0,31	21,69	-0,15	$\gtrsim 100$	$\gtrsim 300$
LeoA-C4	9:59:26.9	+30:44:15	0,95	0,37	21,68	0,02	$\gtrsim 100$	$\gtrsim 300$
LeoA-C5	9:59:28.5	+30:44:50	0,90	0,34	21,78	-0,14	$\gtrsim 100$	$\gtrsim 300$

**Pastabos.** Lentelėje pateikti: spiečių pavadinimai (ID), jų pusiaujinės koordinatės rektascencija ( $\alpha$ ) ir deklinacija ( $\delta$ ), matavimo apertūros spindulys (R) ir pusės šviesio spindulys ( $R_h$ ), spiečių ryškis  $F814W$  fotometrinėje juostoje,  $F475W - F814W$  spalvos rodiklis ( $CI$ ), spiečių amžiai ir masės.

terijus  $F814W < 26$  ir  $F475W - F814W < 0,5$ . Naudojantis izochronomis galima įvertinti išmatuotų žvaigždžių mases ir suintegravus Kroupa (2002) pradinę masės funkciją nuo  $0,08 M_\odot$  iki  $120 M_\odot$  buvo atkurta visa spiečiaus masė. Visų aptiktų spiečių masė neviršija  $\sim 500 M_\odot$  kas, tikėtina, atspindi lėtą žvaigždėdaros spartą galaktikoje.

Siekiant įvertinti žvaigždžių susiformavusių spiečiuose dalį, mes pasinaudojome tame pačiame HST stebėjimų laukelyje gautos žvaigždėdaros spartos įvertinimais pateiktais Čeponis et al. (2018). Įskaičius tik du jauniausius spiečius C1 ir C2 bei paskutinių 30 Myr žvaigždėdarą, gavome, kad apie 10% susidariusių žvaigždžių yra spiečiuose. Tuo tarpu įskaičius visus penkis spiečius ir paėmus paskutinių 200 Myr žvaigždėdarą gavome, kad spiečiuose liko tik apie 2% žvaigždžių. Tai gali sąlygoti selekcijos efektai (dalis spiečių buvo neaptikta dėl naudotų kriterijų) arba spiečių ardymasis dėl vidinių ir išorinių veiksnių.

## 2.3 Apibendrinimas

Šio tyrimo tikslas buvo aptikti ir ištirti kompaktiškus žvaigždžių spiečius nykštukinėje netaisyklingoje galaktikoje Leo A, kuriai būdingas ypač mažas metalingumas (Kirby et al. 2017). Anksčiau šioje galaktikoje buvo atrastas tik vienas spiečius (LeoA-C1 Stonkutė et al. 2015).

Spiečių paiešką atlikome pasinaudoję HST/ACS duomenų žvaigždinių objektų fotometrija  $F475W$  ir  $F814W$  FJ. Stebėjimų duomenys apima centrinę Leo A dalį, kurioje ištyrėme žvaigždžių erdvinius sutankėjimus iki seniausių posūkio taško žvaigždžių. Aptikome keturis naujus kompaktiškus mažos masės spiečių kandidatus. Spiečių amžius ir mases nustatėme remdamiesi jų žvaigždžių CMD analize. Gauti rezultatai rodo, kad visi aptikti spiečiai yra jauni ir mažos masės (LeoA-C2:  $\sim 20$  Myr ir  $\gtrsim 150 M_{\odot}$ ; LeoA-C3-C5:  $\gtrsim 100$  Myr ir  $\gtrsim 300 M_{\odot}$ ). Tokios mažos masės ir jaunų spiečių aptikimas mažą žvaigždinę masę ir ypač mažą metalingumą turinčioje galaktikoje, gali pasitarnauti pagrindžiant žvaigždėdaros teorijas ankstyvoje Visatoje. Mažo metalingumo galaktikoje, turi būti ir mažas tarpžvaigždinių dulkių kiekis, todėl molekuliniai debesys turėtų formuotis neefektyviai. Spiečių atradimas rodo, kad žvaigždėdara turi vykti iki šiol šioje galaktikoje dar neaptiktuose molekulinuose debesyse.

Lyginant su iki šiol atliktais išsamiausiai spiečių tyrimais nykštukinėse galaktikose LEGUS apžvalgoje (Cook et al. 2019), mūsų duomenys atitinka mažiausias spiečių masės ir metalingumo ribas. Todėl Leo A galaktikoje atrasti spiečiai praplečia LEGUS apžvalgoje tirtų spiečių parametrų erdvę. Tikėtina, kad Leo A galaktikoje yra daugiau spiečių, tačiau tolimesniems tyrimams reikia platesnio lauko stebėjimų, kurių skyra atitiktų HST ACS ir WFC3 kamerų galimybes.

## 3 skyrius

# Andromedos galaktikos spiečiai

Pastaruoju metu M31 galaktikos spiečių parametrai buvo nustatyti analizuojant spiečių žvaigždžių CMD diagramas (Johnson et al. 2016, 2017). Šio metodo taikymui yra svarbu išskirti ir išmatuoti žvaigždes iki pakankamai mažo šviesio, kad būtų pasiektas posūkio taškas. Šis apribojimas lėmė, kad autoriai galėjo tirti tik spiečius, kurių amžius jaunesnis nei 300 Myr. Tuo tarpu apertūrine fotometrija parentas parametrų nustatymo metodas tokio apribojimo neturi, tačiau didelę įtaką gali turėti fono objektai. Atliekant apertūrinę fotometriją yra išmatuojamas integruotas spiečiaus ryškis ir gautus matavimus galima lyginti su teoriniais žvaigždžių spiečių modeliais. Dėl šios priežasties mes tęsiame de Meulenaer et al. (2017) tyrimus siekdami pagerinti stebėjimo duomenų matavimo kokybę. Naudodamiesi PHAT (angl. Panchromatic Hubble Andromeda Treasury) apžvalgos duomenimis atlikome naują spiečių integralinę fotometriją siekdami sumažinti foninių žvaigždžių įtaką matavimams. Tai ypač svarbu didelį plotą apimančioms apžvalgoms, į kurias patenka galaktikų sritys su labai kintančiu lauko žvaigždžių tankiu.

## 3.1 PHAT apžvalga

Andromedos galaktikos spiečių tyrimams naudojame HST PHAT apžvalgos duomenis (Dalcanton et al. 2012). PHAT apžvalga apima stebėjimus nuo tankaus centrinio telkinio iki retų išorinių šiaurės rytinių disko dalių (3.1 pav. juodi kontūrai). Visa apžvalga padalinta į vienas šalia kito išdėstytus 23 stačiakampius blokus, kurie sunumeruoti didėjančia tvarka einant nuo galaktikos centro į išorę. Blokas sudarytas iš 18 HST stebėjimo laukelių, kurie išdėstyti  $3 \times 6$  tinkleliu. Kiekvienas laukelis apima apie  $2' \times 2'$  dydžio plotą ir turi stebėjimus šešiose fotometrinėse juostose (FJ). Visi stebėjimai atlikti trimis HST kameromis: WFC3/UVIS kamera stebėtos  $F275W$  ir  $F336W$ , ACS/WFC –  $F475W$  ir  $F814W$ , o WFC3/IR –  $F110W$  ir  $F160W$ . FJ pavadinimai apytiksliai atitinka jų efektinius bangos ilgius:  $F275W$  – 271,5 nm,  $F336W$  – 336,1 nm,  $F475W$  – 476,3 nm,  $F814W$  – 808,7 nm,  $F110W$  – 1,14  $\mu\text{m}$ , o  $F160W$  – 1,54  $\mu\text{m}$ . Toliau tekste  $F275W$  ir  $F336W$  FJ bendrai vadinamos UV FJ,  $F475W$  ir  $F814W$  – regimosios srities FJ, o  $F110W$  ir  $F160W$  – IR FJ.

## 3.2 Spiečių imtis

PHAT apžvalgai jau yra atlikta detali spiečių paieška ir publikuotas 2753 spiečių katalogas su integruota fotometrija (Johnson et al. 2015). Dėl didelio apžvalgos lauko spiečiai buvo aptikti remiantis savanorių klasifikacija, kurie juos atskyrė nuo galaktikų ir kitų foninių objektų. Tai leido objektus suklasifikuoti

ir atrinkti labiausiai tikėtinus atvejus, tačiau ne visi atrinkti spiečiai yra tinkami apertūrinei fotometrijai. Dėl šios priežasties de Meulenaer et al. (2017) atliko papildomą Johnson et al. (2015) spiečių katalogo analizę ir atmetė į spiečius nepanašius objektus, bei spiečius, kurių fotometrija būtų sugadinta, dėl šalia esančių ryškių lauko žvaigždžių. Galutiniame jų kataloge liko 1363 tyrimui tinkami spiečiai. Mes papildomai atmetėme 4 arčiausiai galaktikos centro esančius PHAT apžvalgos blokus, kurių numeriai yra 1, 3, 5 ir 7 (Dalcanton et al. 2012), nes dėl labai didelio lauko žvaigždžių tankio juose yra sudėtinga atlikti patikimus matavimus.

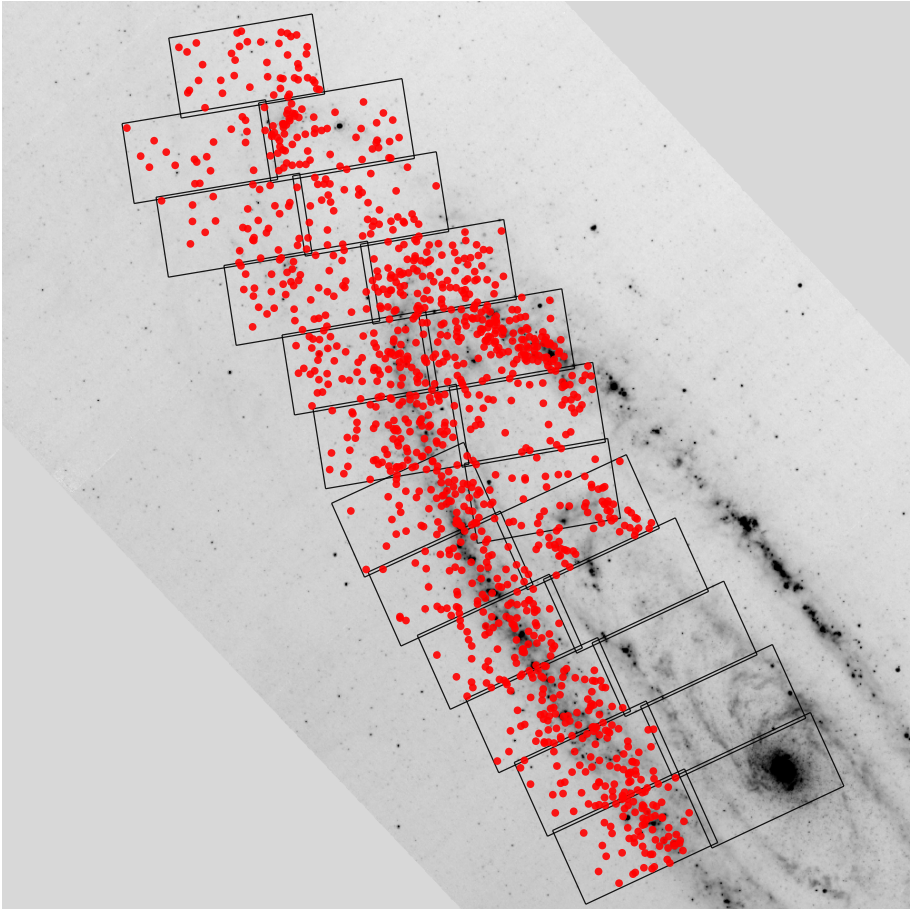
Spiečių analizės metu buvo pastebėti keli papildomi fotometrijai netinkantys spiečiai: spiečius ID4132 turėjo daug defektų (tuščių pikselių) *F475W* fotometrinėje juostoje, kuri atlieka pagrindinį vaidmenį spiečiaus ryškio nustatyme, tuo tarpu spiečiams ID0147 ir ID3779 trūksta WFC3 kameros duomenų. Papildomai pašalinus šiuos tris spiečius, mums liko 1181 objektai, kurių išsidėstymas Andromedos galaktikoje atvaizduotas 3.1 pav. ant Spitzer/MIPS 70  $\mu\text{m}$  nuotraukos. Joje matomi infraraudonosios spinduliuotės šaltiniai yra šaltos dulkės, atitinkančios potencialias žvaigždėdaros sritis, kurios taip pat dažnai yra šalia aktyvių žvaigždėdaros, o tuo pačiu ir spiečių formavimosi, sričių. Taip pat reikėtų atkreipti dėmesį, kad PHAT apžvalgos 22 bloko 8 laukelio *F110W* FJ stebėjimai, tikėtina, yra paveikti Žemės atmosferos 10830 Å He I emisinės linijos (Williams et al. 2014). Į šį laukelį pateko du spiečiai (ID0461 ir ID0800), todėl atitinkamoje FJ jiems yra būdingas didesnis nei paprastai triukšmo lygis, tačiau jų matavimų nepašalinome.

### 3.3 PHAT apžvalgos duomenys

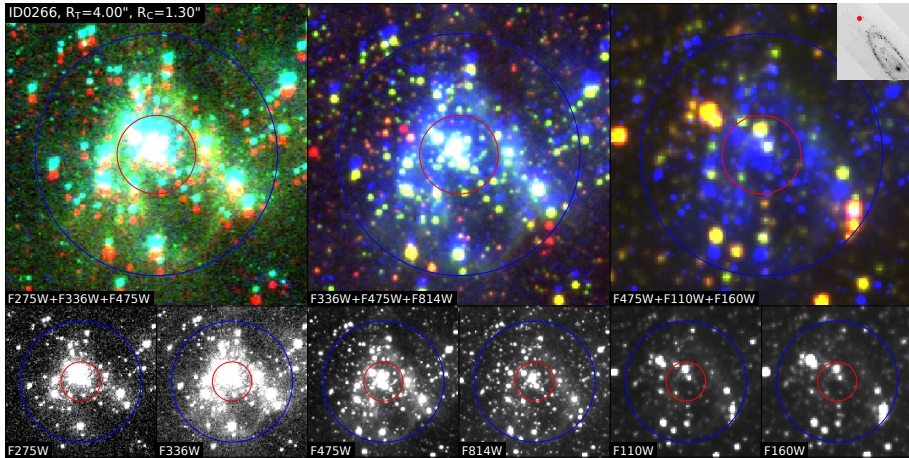
Matavimams naudojamos apžvalgos nuotraukos gautos iš Hubble Legacy Archive<sup>1</sup> (HLA) duomenų bazės, kurioje pateikiamos jau standartinėmis procedūromis apdorotos HST nuotraukos. Joms yra atliktos bias ir tamsinio signalo pašalinimas bei tolygaus lauko korekcija. Taip pat šiose nuotraukose jau yra susumuotos visos pasikartojančios ekspozicijos. PHAT apžvalgoje skirtingų FJ nuotraukos turi skirtingą pasikartojančių ekspozicijų skaičių: *F275W* ir *F336W* turi po dvi ekspozicijas, *F475W* – penkias, *F814W* – keturias, *F110W* – vieną, o *F160W* – keturias. WFC3/UVIS ir ACS/WFC kamerų nuotraukų pikselio kampiniai dydžiai yra lygūs atitinkamai 0,04'' ir 0,05'', tuo tarpu WFC3/IR kameros pikselio kampinis dydis lygus 0,13'', tačiau HLA nuotraukų apdorojimo metu jis buvo sumažintas iki 0,09''.

---

<sup>1</sup><http://hla.stsci.edu>



**3.1 pav.** Visų 1181 tiriamų spiečių išsidėstymas Andromedos galaktikoje, atvaizduotas ant Spitzer/MIPS  $70 \mu\text{m}$  nuotraukos. Juodais kontūrais atvaizduoti 23 PHAT apžvalgos blokai. Šiaurė nukreipta į viršų, rytai – į kairę.



**3.2 pav.** Spiečius ID0266 atvaizduotas naudojantis nuotraukomis nesuvestomis į bendrą koordinacių sistemą. Tarp skirtingų kamerų (ACS/WFC, WFC3/UVIS ir WFC3/IR) matomi sisteminiai objektų poslinkiai.

### 3.3.1 Koordinacių suvedimas ir matavimo laukelių parinkimas

Iš archyvo gautų laukelių koordinatės nėra suvestos į bendrą sistemą, todėl tarpusavyje gali skirtis iki kelių kampinių sekundžių ir nėra tinkamos fotometrijai. 3.2 pav. parodytas spiečius ID0266 kuriam aiškiai matomi sisteminiai objektų poslinkiai tarp skirtingų FJ (sutvarkyta spiečiaus ID0266 nuotrauka pateikta 3.3 paveikslėlyje).

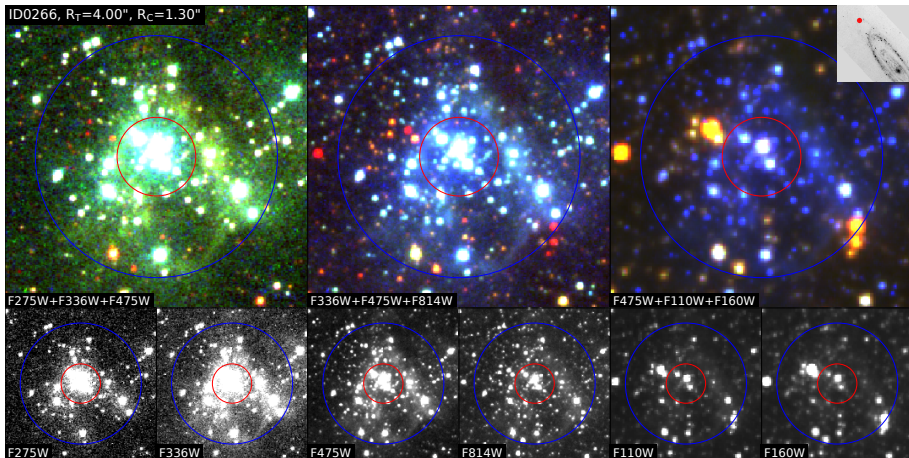
Skirtingose fotometrinėse juostose gali dominuoti skirtingų objektų šviesa, todėl tarp nuotraukų, kuriose FJ efektingai bangų ilgiai stipriai skiriasi, gali kilti problemų sutapatinant objektus. Siekiant išvengti šios problemos, buvo iš eilės sutapatinama artimiausius efektingus bangos ilgius turinčios nuotraukos. Suvedimui naudojame *drizzlepac* pakete<sup>2</sup> esančią *tweakreg* funkciją. Pirmiausia *F475W* FJ nuotraukos buvo suvestos į vieną koordinacių sistemą pasinaudojant Mikulski Archives for Space Telescopes<sup>3</sup> duomenų bazėje pateiktomis *F475W* FJ astrometriškai sukalibruotomis, tačiau dėl apdorojimo fotometrijai netinkamomis, nuotraukomis. Tuomet pagal naujai suvestus *F475W* laukelius buvo suvesti *F336W* ir *F814W* FJ laukeliai. Galiausiai pagal suvestus *F336W* laukelius buvo suvesti *F275W* laukeliai, o pagal suvestus *F814W* laukelius – *F110W* ir *F160W* laukeliai.

Kiekviena kamera turi skirtingus matomo lauko dydžius, pavyzdžiui WFC3/IR lauko dydis apytiksliai apima  $2,2' \times 2,0'$ , WFC3/UVIS –  $2,7' \times 2,7'$ , o ACS/WFC –  $3,4' \times 3,4'$ . Skirtingi matymo laukai lemia skirtingą gretimų stebėjimo laukų persiklojimo dydį. WFC3/IR atveju persiklojimas yra minimalus,

<sup>2</sup><https://drizzlepac.readthedocs.io>

<sup>3</sup><https://archive.stsci.edu/prepds/phat/datalist.html>





**3.3 pav.** Spiečiaus ID0266 nuotraukos suvestos į bendrą koordinacių sistemą.

todėl jei matuojami objektai patenka prie stebimo laukelio krašto ar ant nuotraukos defektų, gali tekti atmesti matavimus toje fotometriniėje juostoje. Tuo tarpu ACS/WFC kameros nuotraukų atveju kiekviena stebimų laukelių vieta persikloja nuo dviejų iki keturių nuotraukų, todėl objektui, dažniausiai, galima parinkti alternatyvų laukelį. Šiuo tikslu kiekvienas spiečius buvo peržiūrėtas ir parinkta nuotrauka turinti mažiausiai matomų defektų.

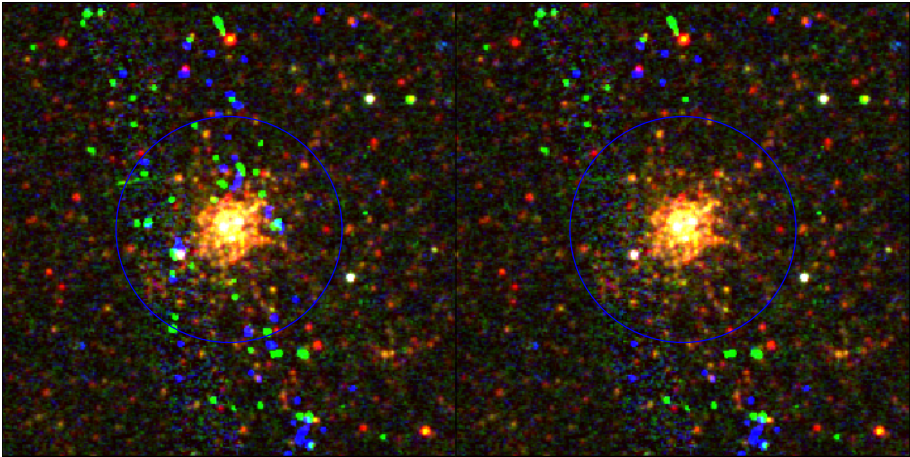
### 3.3.2 Defektų valymas

Nuotraukose yra išlikę įvairūs defektai, kurie nebuvo pašalinti automatinio apdorojimo metu. Dėl mažo ekspozicijų skaičiaus *F275W*, *F336W* ir *F110W* FJ automatiniai metodai negali patikimai išvalyti defektų ir jie aiškiai matosi analizuojant spiečių nuotraukas. Dažniausiai pasitaikantys defektai yra sukelti kosminių spindulių arba tuščių (neveikiančių) pikselių.

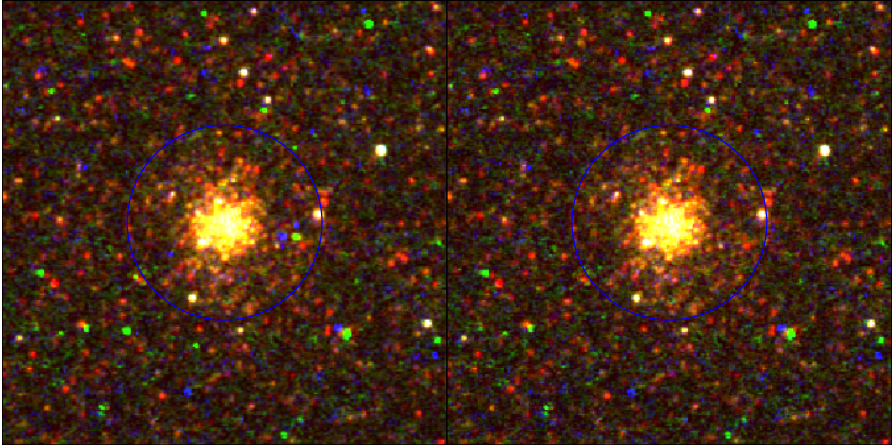
Kosminiai spinduliai – didelės energijos dalelės, kurios pataikiusios į detektoriaus pikselius perduoda jiems dalį savo energijos ir imituoja išorinį šviesos šaltinį. Šie defektai gali būti panašūs į žvaigždinius objektus, todėl jų automatiniam išvalymui lyginamos kelios pasikartojančios ekspozicijos. Dėl mažo pasikartojančių ekspozicijų skaičiaus *F275W* ir *F336W* fotometriniuose juostose liko daug automatiniais metodais neišvalytų kosminių spindulių, kurie gali stipriai sugadinti fotometrinius matavimus. Dėl šios priežasties buvo atlikta kiekvieno spiečiaus peržiūra lyginant jų *F275W*, *F336W* ir *F475W* FJ nuotraukas, tokiu būdu identifikuojant nežvaigždinės kilmės defektus.

3.4 pav. kairėje parodytas vienas labiausiai kosminių spindulių paveiktas spiečius ID0341. Jis pateko į tarpą tarp dviejų WFC3/UVIS kameros detektorių, kur duomenys yra gauti tik iš vienos ekspozicijos, todėl toje srityje yra stipriai padidėjęs kosminių spindulių skaičius bei triukšmo lygis. Kosminiai spinduliai spalvotoje *F275W+F336W+F475W* nuotraukoje matosi kaip žali arba mėlyni objektai, kurie neturi atitikmenų kitose FJ. Kiekvienas defektas

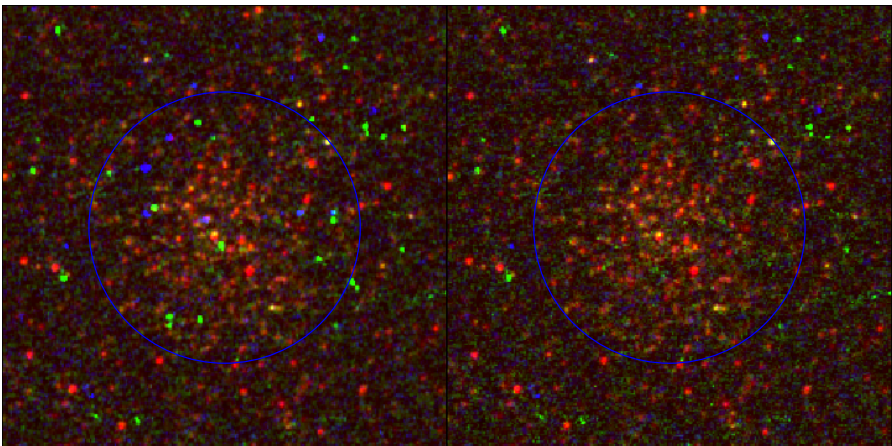




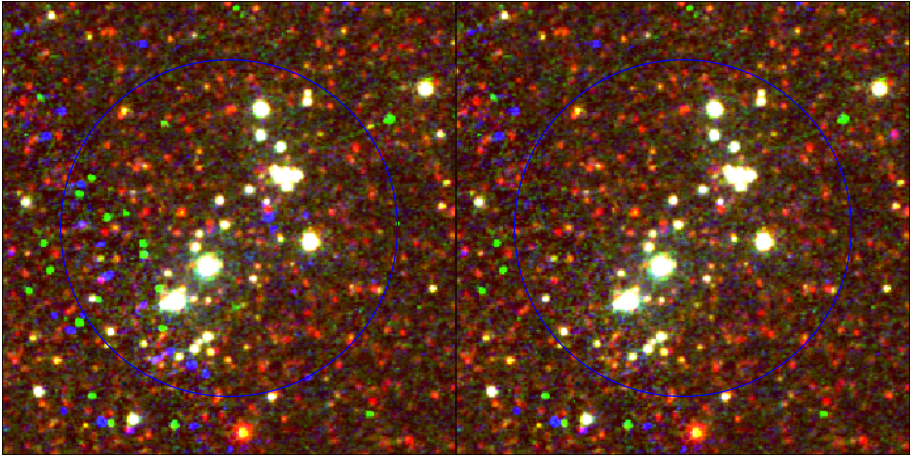
**3.4 pav.** Spiečiaus ID0341 nuotrauka  $F275W+F336W+F475W$  fotometrinių juostų kombinacijoje. Kairėje parodytos nevalytos  $F275W$  ir  $F336W$  nuotraukos su dideliu skaičiumi kosminių spindulių (ryškių žalių ir mėlynų objektų), o dešinėje – po išvalymo. Mėlynas apskritimas žymi  $R_J$  apertūrą.



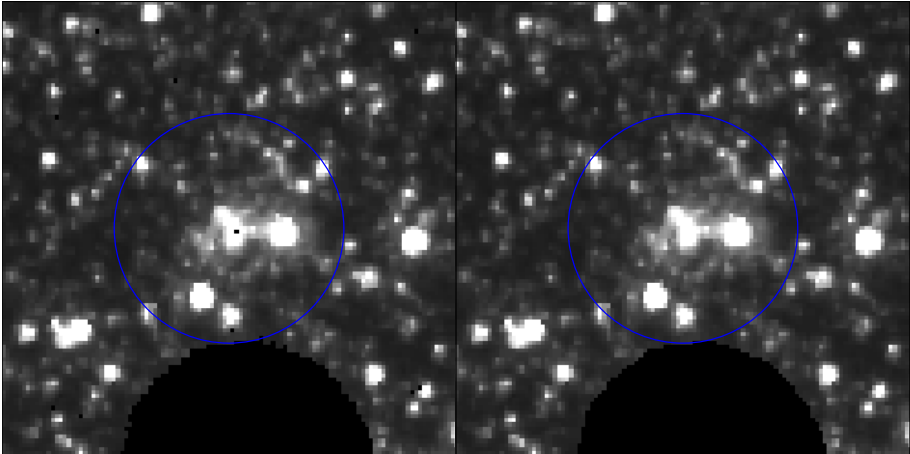
**3.5 pav.** Kaip ir 3.4 pav. tik parodytas spiečius ID0001 prieš ir po valymo.



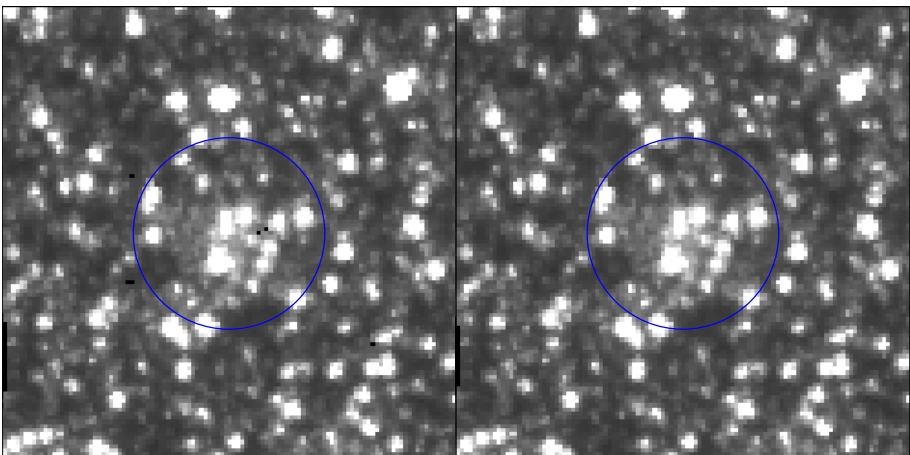
**3.6 pav.** Kaip ir 3.4 pav. tik parodytas spiečius ID0910 prieš ir po valymo.



**3.7 pav.** Kaip ir 3.4 pav. tik parodytas spiečius ID4270 prieš ir po valymo.



**3.8 pav.** Kaip ir 3.4 pav. tik parodytos spiečiaus ID0094 F110W FJ tuščių (atvaizduotų juodai) pikselių pakeitimas aplinkinių verčių vidurkiu.



**3.9 pav.** Kaip ir 3.8 pav. tik parodytas spiečius ID0123 prieš ir po valymo.

esantis Johnson et al. (2015) apibrėžtoje spiečiaus apertūroje  $R_J$  buvo išvalytas naudojantis *PyRAF*<sup>4</sup> pakete esančia *imedit* funkcija. Ji leidžia pažymėti tam tikrą nuotraukos sritį ir pakeisti ją į statistiškai aplinkinį foną atitinkančias pikselių vertes. 3.4 pav. dešinėje parodytas tas pats spiečius po kosminių spindulių išvalymo, kuriame išlikęs tik padidėjęs fono triukšmo lygis. Verta atkreipti dėmesį į tai, kad kosminiai spinduliai gali persikloti su žvaigždėmis, tokiais atvejais juos pastebėti ir išvalyti yra ypač sunku, tačiau tai turėtų paveikti tik nedidelę dalį spiečių ir matytis išmatuotose augimo kreivėse. Daugiau kosminių spindulių valymo pavyzdžių pateikta 3.5 – 3.7 paveikslėliuose.

Nuotraukose taip pat pasitaiko neaktyvių detektorių pikselių, kurie gali būti išsidėstę pavieniui arba apimti tam tikrą nuotraukos sritį. Tokio tipo defekto pavyzdys pateiktas 3.10 pav., kuriame IR nuotraukų apačioje matosi WFC3/IR detektoriui būdinga „mirties žvaigždės“ sritis. Dėl pasikartojančių ekspozicijų nebuvimo, šių defektų skaičius yra didžiausias *F110W* FJ. Šių pikselių vertės nuotraukose prilygintos 0, todėl tokio tipo defektai ištaisyti priskiriant jiems aštuonių supančių aktyvių pikselių verčių vidurkį. Vidurkis skaičiuojamas tik esant nemažiau nei keturiems ne nulines vertes turintiems pikseliams, kitu atveju spiečiui, dėl didelio defektų skaičiaus, buvo atmesti tos FJ matavimai. Tuščių pikselių valymo pavyzdžiai pateikti 3.8 ir 3.9 paveikslėliuose.

### 3.4 Centro koordinacijų ir apertūrų parinkimas

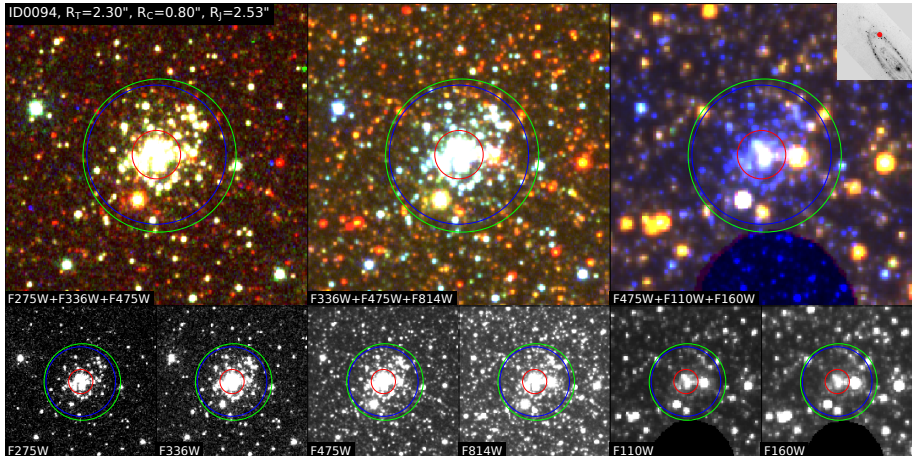
Prieš pradėdant spiečių fotometriją buvo pakoreguotos jų centrų koordinatės. Pastebėjus, kad spiečius yra blogai sucentruotas, naujas centras buvo parinktas daugiausiai atsižvelgiant į jo žvaigždžių pasiskirstymą *F336W*, *F475W* ir *F814W* FJ. Šiose FJ aiškiausiai išsiskiria spiečiaus struktūra, nes jos nėra taip stipriai paveiktos lauko žvaigždžių, todėl leidžia aiškiau pamatyti žvaigždžių koncentracijos centrą. Šiam tikslui naudojama interaktyvi nuotraukų peržiūros programa DS9<sup>5</sup> (Joye & Mandel 2003). Greitesniam spiečių tikrinimui buvo sukurta automatinė nuotraukų įkėlimo į DS9 programa, kuri parašyta Python kalba ir naudoja SAMP sąsają (Taylor et al. 2012). Ši programa atrenka reikiamus apžvalgos laukelius, nubraižo norimus FJ spalvų rinkinius ir pažymi spiečiaus vietą bei spiečiaus apertūras, todėl gerokai pagreitina interaktyvų darbą. Didžiajai daliai spiečių buvo palikti artimi Johnson et al. (2015) publikuoti centrai (skirtumų mediana lygi 0,1"). Šiuo atveju išimtys yra didelės spiečių asociacijos, kurioms centras dažnai buvo perkeltas taip, kad apimtų tik didžiausios žvaigždžių koncentracijos dalį, kuri labiausiai tikėtina, kad atitinka gravitaciškai susietą jauną spiečių.

Peržiūros metu kiekvienam spiečiui taip pat buvo parinktos dvi naujos apertūros (žr. 3.10 pav.):  $R_T$  – skirta matuoti pilnutinį ryškį *F475W* FJ ir apimanti

<sup>4</sup>[http://www.stsci.edu/institute/software\\_hardware/pyraf](http://www.stsci.edu/institute/software_hardware/pyraf)

<sup>5</sup><http://ds9.si.edu/site/Home.html>





**3.10 pav.** Spiečiaus ID0094 nuotrauka visose šešiose fotometrinėse juostose (apačioje) bei įvairiomis spalvų kombinacijomis (viršuje). FJ pavadinimai ir kombinacijos pateiktos nuotraukų apatinėje kairėje dalyje. Mėlynas apskritimas rodo mūsų parinktą spiečiaus apertūrą ( $R_T$ ) pilnutinio ryškio matavimui, raudonas apskritimas rodo apertūrą ( $R_C$ ) naudojamą spiečiaus spalvos nustatymui, o žalias apskritimas žymi Johnson et al. (2015) kataloge publikuotą spiečiaus apertūrą ( $R_J$ ). Kiekvienos nuotraukos kraštinė yra  $10''$  dydžio. Intarpas viršuje dešinėje rodo spiečiaus vietą Andromedos galaktikoje. Tuščia juoda erdvė IR FJ yra nuotraukos defektas būdingas WFC3/IR detektoriui. Nuotraukos nubraižytos naudojantis APLpy paketu (Robitaille & Bressert 2012).

kuo daugiau spiečiaus šviesos, bei  $R_C$  – skirta matuoti spiečiaus spalvą ir parinkta taip, kad į ją pakliūtų kuo mažiau lauko žvaigždžių, kurios gali iškreipti objekto spalvą. Pagrindinis kriterijus parenkant kiekvieną apertūrą yra tai, kad ji nekirstų ryškių lauko objektų, kurie galėtų stipriai paveikti spiečiaus matavimus. Atsiradę spalvos pokyčiai gali sukelti sudėtingus spiečiaus parametrų pakitimus, dėl amžiaus, metalingumo ir ekstinkcijos išsigimimo (de Meulenaer et al. 2014). Mūsų parinkti  $R_T$  apertūrų spinduliai siekia nuo  $\sim 1''$  mažiems ir kompaktiškiems spiečiams ir iki  $\sim 4''$  ar daugiau kamuoliniams spiečiams bei jaunoms žvaigždžių asociacijoms.  $R_T$  apertūros didžiajai daliai spiečių išliko panašaus arba šiek tiek mažesnio dydžio kaip  $R_J$ , buvo sumažintos tik tiek, kad nekirstų ryškių žvaigždžių. Tuo tarpu  $R_C$  apertūrų spinduliai siekia nuo  $0,3''$  (6 pikseliai ACS/WFC detektoriuje) iki  $\sim 3''$  priklausomai nuo to, kiek arti yra ryškios lauko žvaigždės iki spiečiaus centro. Arčiausiai galaktikos centro esančius spiečius supa tankus lauko žvaigždžių fonas, todėl jiems dažnai reikia naudoti mažesnes spalvos apertūras nei spiečiams esantiems galaktikos pakraštyje.

3.10 pav. parodytos spiečiaus ID0094 nuotraukos visose fotometrinėse juostose atskirai (apačioje) ir įvairiose jų kombinacijose (viršuje). Mėlynas apskritimas rodo mūsų parinktą apertūrą pilnutinio ryškio matavimui  $F475W$  FJ ( $R_T$ ), o raudona apertūra skirta spalvos matavimui likusiose FJ ( $R_C$ ), žaliu

### 3.1 lentelė. Fotometrinių juostų nuliniai punktai.

<i>F275W</i>	<i>F336W</i>	<i>F475W</i>	<i>F814W</i>	<i>F110W</i>	<i>F160W</i>
22,67	23,52	26,15	25,52	26,06	24,70

**Pastabos.** Fotometrinių juostų nuliniai punktai naudojami suvesti gautus instrumentinius ryškius į standartinę sistemą.

apskritimu pažymėta Johnson et al. (2015) pateikta spiečiaus apertūra ( $R_J$ ). Spiečius ID0094 atvaizduotas  $F336W+F475W+F814W$  FJ kombinacijoje yra melsvos spalvos ir turi tankų žvaigždžių branduolį. Tokį spiečių yra lengva atskirti nuo aplinkiniame lauke dominuojančių raudonų žvaigždžių. Nors spiečius yra matomas visose FJ, tačiau IR FJ dominuoja kelios ryškios žvaigždės, kurios nustelbia viso spiečiaus branduolio šviesį. Tai gali būti spiečiui priklausančios didelės masės vėlyvos evoliucinės stadijos žvaigždės arba į spiečiaus apertūrą besiprojektuojančios lauko žvaigždės, priklausančios galaktikos disko populiacijoms. Žvaigždės priklausomybę spiečiui galima įvertinti pagal jį supantį foną už spiečiaus apertūros. Nors šis spiečius yra pakankamai toli nuo galaktikos centro (žr. interą 3.10 pav. viršuje dešinėje), tačiau arti galaktikos vijos, kurioje vyksta didžioji dalis žvaigždėdaros. Tai lemia, kad fonas yra sudarytas ir iš senų (raudonų), ir iš jaunų (mėlynų) žvaigždžių. Didžiausias problemas ID0094 spiečiaus matavimams kelia IR ryški raudona žvaigždė esanti dešiniau nuo spiečiaus centro. Kadangi panašių žvaigždžių yra fono srityje, siekiant sumažinti lauko žvaigždžių įtaką fotometrijai, atitinkamai buvo parinktas spalvos apertūros dydis  $R_C$ . Tuo tarpu matuojant pilnutinį ryškį tik  $F475W$  FJ ši žvaigždė didelės įtakos neturi. Žemiau ir į kairę nuo spiečiaus centro esanti geltona žvaigždė ( $F336W+F475W+F814W$  FJ kombinacijoje) neturi atitikmenų foninėje srityje, todėl tikėtina, kad priklauso spiečiui.

Pačių spiečių ir juos supančio fono išvaizda gali stipriai skirtis tarp skirtingų objektų, todėl yra sudėtinga nustatyti ar atskira žvaigždė priklauso spiečiui ar fonui. Tačiau dažnu atveju naudojamo  $10'' \times 10''$  dydžio lauko bei išmatuotų augimo kreivių (žr. 3.12 pav.) užtenka įvertinti, kurių žvaigždžių reikėtų vengti parenkant  $R_T$  ir  $R_C$  apertūras.

## 3.5 Apertūrinė fotometrija

Naudodamiesi atnaujintomis spiečių koordinatėmis ir apertūrų dydžiais išmatavome jų augimo kreives, kurios leidžia nustatyti spiečių ryškius bei jų struktūrinius parametrus. Augimo kreivių matavimai atlikti du kartus didesniu spinduliu nei  $R_J$  apertūra, naudojant  $0,01''$  žingsnį. Spiečiams turintiems mažas apertūras mažiausias matavimo spindulys buvo  $5''$ . Srities, esančios už spiečiaus apertūros, matavimai naudojami interaktyviam supančio fono lygio nustatymui, tuo tarpu mažas žingsnis leidžia analizės metu lengvai parinkti naują apertūros dydį.

Nuotraukose objektų signalas pateiktas elektronais per sekundę, todėl no-

rint juos suvesti į standartinę ryškių sistemą pasinaudojome HST kameroms nustatytais nuliniiais punktais. ACS kamerai šiuos dydžius gavome iš ACS nulinio punkto skaičiuotuvo<sup>6</sup>, tuo tarpu abiejų WFC3 kamerų nuliniai punktai paimti iš STScI internetinės svetainės<sup>7</sup>. Naudojami nuliniai punktai pateikti 3.1 lentelėje. Absoliutiniai ryškiai apskaičiuojami laikant, kad Andromedos galaktikos atstumo modulis lygus  $m - M = 24,47$  (McConnachie et al. 2005).

Didžioji dalis apertūrinės fotometrijos matavimų buvo automatizuota. Šiam tikslui sukurta programa atrenka reikiamus apžvalgos laukelius, parenka reikiamo dydžio apertūras ir atlikus fotometriją visose 6 FJ išveda spiečių augimo kreives tinkamas tolesnei analizei. Įvairūs astrometriniai skaičiavimai ir .fits formato failų apdorojimai atliekami naudojantis AstroPy paketu (Astropy Collaboration et al. 2013, 2018). Apertūrinė fotometrija atlikta naudojantis *photutils*<sup>8</sup> pakete esančia *aperture\_photometry* funkcija. Matuojant buvo parinktas *exact* matavimo metodas, kuris tiksliai įvertina į apertūrą patekusią nuotraukos pikselio dalį. Tuščių pikselių valymas vykdomas matavimų metu, kai nuotrauka yra įkeliami į kompiuterio atmintį, tuo tarpu originaliose nuotraukose yra išsaugoti tik pašalinti kosminiai spinduliai. Programa taip pat išveda fono srityje esančių pikselių verčių sąrašus, kurie vėliau naudojami statistiniam matavimo paklaidų įvertinimui.

Dalis spiečių yra arti nuotraukų krašto arba prie tarpo tarp dviejų kameros detektorių, todėl dalis matuojamo apertūros ploto gali neturėti duomenų. Jei bent dalis matuojamo spiečiaus apertūros patenka į šias tuščias sritis, tuomet matavimai toje FJ yra atmetami. Tuo tarpu, jei trūkstami duomenys yra už spiečiaus apertūros, bet patenka į fono matavimui skirtą sritį, tuomet trūkstamos dalies plotas yra apskaičiuojamas atliekant papildomus matavimus, kuriuose visi netušti pikseliai (kurių vertės lygios ne 0) yra prilyginami 1. Pakartojus matavimus tokiems duomenims gaunamas tikslus išmatuotų pikselių skaičius, o tuo pačiu ir paviršiaus plotas. Tai lemia, kad daliai spiečių fonas yra matuojamas neapimant viso supančio lauko.

### 3.6 Fono lygio nustatymas

Spiečių supantį foną sudaro besiprojektuojančios Paukščių Tako žvaigždės, spiečiui nepriklausančios Andromedos galaktikos disko žvaigždės arba tolimos galaktikos. PHAT apžvalgos nuotraukose žvaigždės yra dalinai išskiriamos, todėl fonas yra sudarytas iš neišskirtų bei ryškių išskirtų žvaigždžių. Tai lemia, kad vertinant spiečių supantį foną reikia įskaityti vidutinę neišskirtų žvaigždžių šviesą bei įvertinti išskirtų žvaigždžių įtaką. Dėl išskirtų žvaigždžių fonas gali būti labai netolygus, todėl tai stipriai apsunkina fono įvertinimą. Taip

<sup>6</sup><https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/acs/data-analysis/zeropoints>

<sup>7</sup><https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/wfc3/data-analysis/photometric-calibration>

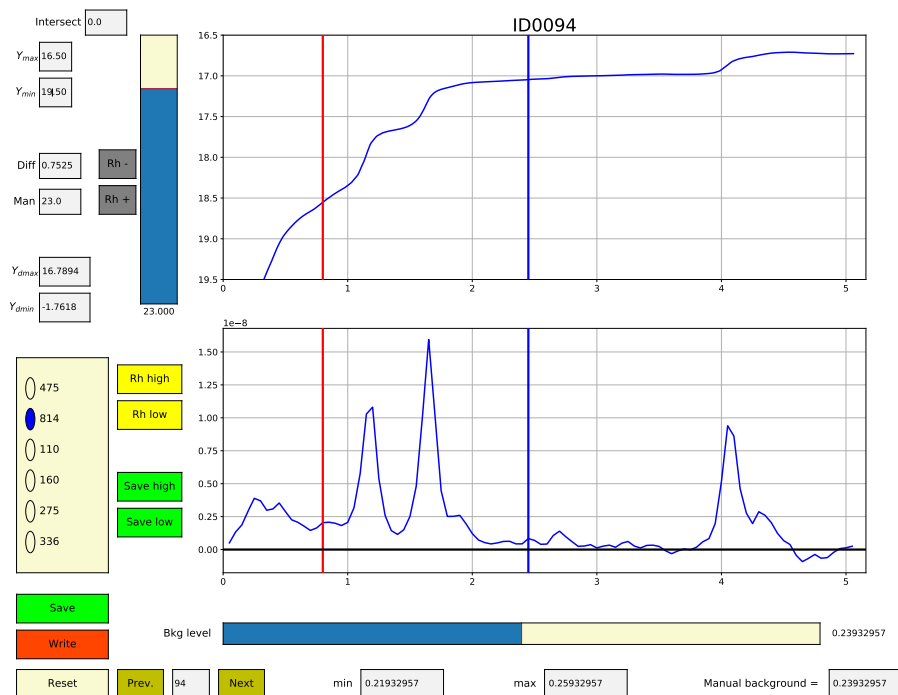
<sup>8</sup><https://doi.org/10.5281/zenodo.596036>

pat išskiriamų žvaigždžių šviesa gali dominuoti fono srityje, tačiau nepatekti į matuojamą spiečiaus apertūrą ir stipriai pakelti fono lygį spiečiaus aplinkoje. Tokiu atveju fonas gali būti stipriai pervertinamas ir iškraipomos matuojamų spiečių spalvos.

Fono lygio nustatymo sudėtingumas lemia, kad tai yra didžiausias neapibrėžtumų šaltinis apertūrinėje fotometrijoje. Egzistuoja nemažai pasiūlymų, kaip tai galima atlikti naudojantis automatiniais statistiniais metodais (Barmby & Huchra 2001; Krienke & Hodge 2007; Johnson et al. 2012). Dažniausiai šie metodai spiečių supantį foną padalina į atskiras dalis ir atmeta tas, kurios turi didžiausius statistinius nuokrypius. Toks fono dalių atmetimas yra reikalingas, dėl jau minėtų ryškių pavienių lauko objektų, kurie dominuoja fono srityje, bet neturi įtakos matuojamo objekto apimamai apertūrai. Analizės metu pastebėjome, kad dėl sudėtingo lauko objektų pasiskirstymo, automatiniai metodai dažnai nepatikimai įvertina fono lygius ir iškraipo gautas objektų spalvas. 3.10 pav. parodytose nuotraukose matosi, kad skirtingų spalvų žvaigždės dominuoja skirtingose FJ. Didžioji dalis galaktikos diske esančių ryškių objektų yra RGB žvaigždės, kurios stipriausiai paveikia IR FJ ir apsunkena spiečių parametru nustatymą, nes sukelia efektus panašius į išaugusio amžiaus ir/ar ekstinkcijos. Dėl šios priežasties mes kiekvienam spiečiui nustatėme fono lygius individualiai, naudodamiesi interaktyviais metodais. Tokiam darbui reikia daug daugiau laiko, tačiau tai yra būtina norint gauti tikslesnius spiečių matavimus ir patikimiau nustatyti jų parametrus.

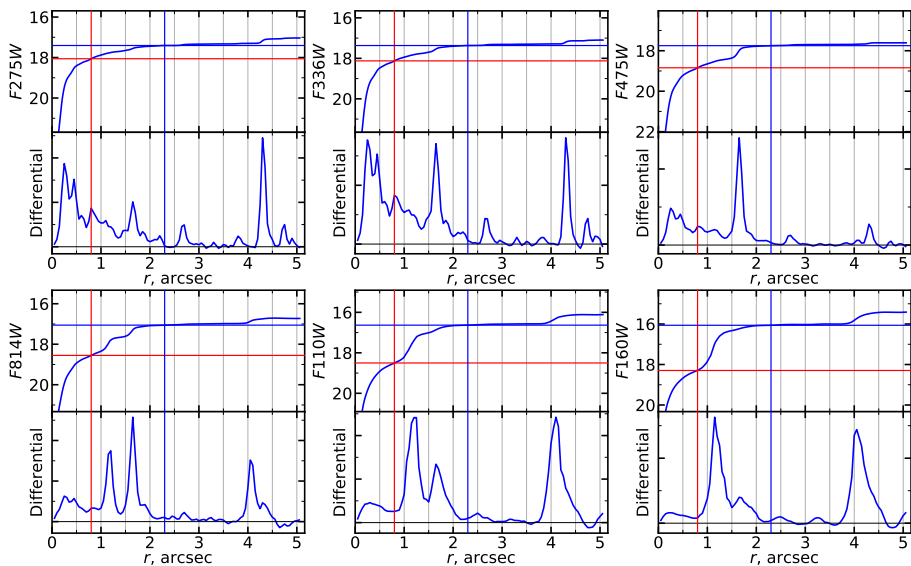
Spiečių fono lygių nustatymui naudojame mūsų sukurtą interaktyvią vartotojo sąsają (3.11 pav.). Ši sąsaja parašyta *Python* programine kalba ir paremta *matplotlib* biblioteka. Ji leidžia interaktyviai keisti fono lygį ir stebėti augimo kreivės pokyčius. Viršutinis skydelis vartotojo sąsajoje vaizduoja tiriamo spiečiaus augimo kreivę, o apatinis – diferencialinį jos profilį. Interaktyvi sąsaja leidžia paprastai pakeisti analizuojamą FJ, atlikti preliminarinius pilnutinio ryškio ir pusės šviesio spindulio vertinimus ir viską išsaugoti tekstiniam faile tolesniam naudojimui. Diferencialinio profilio analizė leidžia įvertinti pavienių objektų įtaką ir įvertinti vidutinį spiečių supantį foną lygį. Didelis dėmesys buvo skiriamas pasitaikančioms pavienėms ryškioms žvaigždėms. Ultravioletinėse juostose *F275W* ir *F336W* svarbu neįskaityti fone esančių kosminių spindulių sukeltų defektų, kurie iš matuojamų apertūrų yra išvalyti. Fono lygio nustatymo metu taip pat svarbu matavimus lyginti su spiečių nuotraukomis, kurios leidžia įvertinti spiečiaus žvaigždžių ir lauko objektų pasiskirstymą erdvėje, tokiu būdu nustatant sritis, geriausiai tinkančias fono lygio nustatymui.

Siekiant išvengti klaidų nustatant fono lygius, jie yra patikrinami lyginant spalvos rodiklių sudarytų iš vairių FJ radialinius profilius. Jei didėjant apertūrai atsiranda aiškūs sisteminiai spalvos pokyčiai, tuomet spiečiai buvo peržiūrėti dar kartą. Siekiant įvertinti fono nustatymo patikimumą apie 300 spiečių fono nustatymai buvo pakartoti kelis kartus. Gauti skirtumai rodo, kad didžia-



**3.11 pav.** Interaktyvios spiečiaus fono nustatymo programos vartotojo sąsajos pavyzdys. Viršutinis grafikas rodo spiečiaus augimo kreivę, o apatinis – jos diferencialinį profilį. Naudojama fono vertė gali būti interaktyviai keičiama naudojantis apatiniu slankikliu. Analizės metu galima keisti vaizduojamą fotometrinę juostą, rodomą kreivės sritį. Papildomos sąsajos funkcijos leidžia nustatyti spiečiaus pilnutinį ryškį ir jo pusės šviesio spindulį, o pabaigus darbą eksportuoti visus nustatytus parametrus į tekstinį failą. Vertikalios tiesės atitinka spiečiaus spalvos (raudona linija) ir pilno ryškio (mėlyna linija) apertūras.



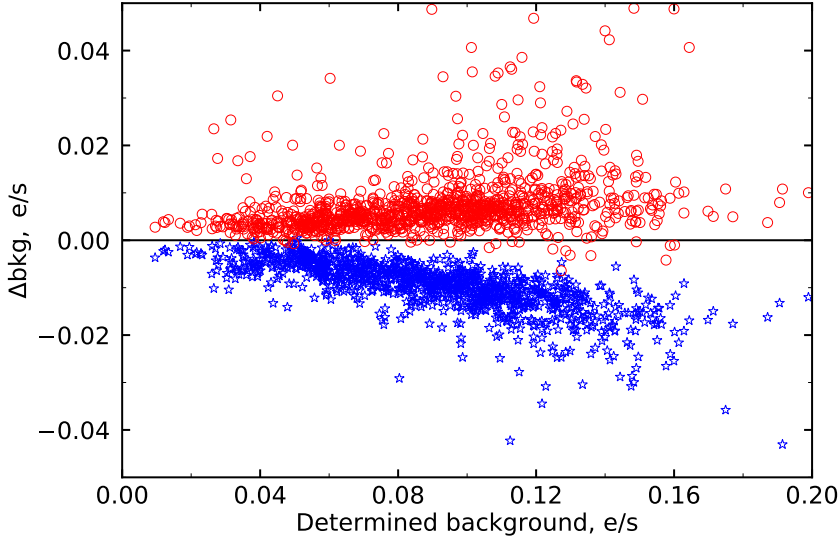


**3.12 pav.** Spiečiaus ID0094 augimo kreivių pavyzdžiai visose šešiose FJ (viršutinės dalys) bei jų diferencialiniai profiliai (apatinės dalys). Vertikali ir horizontali mėlynos linijos rodo  $R_T$  spiečiaus apertūrą ir ties ją gautą ryškį. Tuo tarpu raudonos linijos atitinka  $R_C$  apertūrą.

jai daliai spiečių nustatyti ryškiai nesiskiria daugiau nei per 0,05 mag. Naudojantis šia metodika, mes nuosekliai įvertinome fono lygį kiekvienam spiečiui visose šešiose FJ, tačiau šis metodas užima daug laiko, o atsiradę interaktyvaus nustatymo netikslumai gali sukelti sistematinius nuokrypius, tačiau tai nepakeis išmatuojamo objekto spalvos rodiklio.

3.12 pav. pavaizduotos visų FJ spiečiaus ID0094 augimo kreivės (aukščiau) ir jų diferencialiniai profiliai (žemiau). Diferencialinis profilis rodo kiekviename apertūros žiede išmatuoto signalo dydį, o neigiamos vertės rodo, kad išmatuotas signalas toje srityje yra mažesnis už atimtą vidutinį fono lygį. Mėlynos tiesės rodo  $R_T$  apertūrą ir ties ją išmatuotą spiečiaus ryškį, raudonos tiesės rodo  $R_C$  apertūrą ir ties ją išmatuotus ryškius. Spiečiui ID0094 fono lygis F475W FJ buvo parinktas toks, kad neatimtų ryškių objektų esančių ties 2,7'' ir 4,4'' (žr. diferencialinį profilį), tačiau atimtų vidutinį fono lygį nepaveiktą individualių ryškių objektų. Analogiškai fonas parinktas ir likusiose FJ.

Interaktyviai nustatyto fono palyginimui kiekvienam spiečiui apskaičiavome vidutinį foną bei medianą fono žiede, apimančiame nuo 1,2  $R_J$  iki 3,4  $R_J$  t.y. atitinkančią fono sritį naudotą Johnson et al. (2015). 3.13 pav. atvaizduoti mūsų nustatytos fono vertės skirtumai nuo fono vidurkio (raudoni apskritimai) ir medianos (mėlynos žvaigždutės). Daugumoje atveju mūsų nustatytos fono vertės yra mažesnės už vidurkį, bet didesnės už medianą. To galima tikėtis, nes fono vidurkio skaičiavimas stipriai priklauso nuo į fono sritį patenkančių ryškių objektų, dėl kurių fonas gali būti stipriai pervertintas. Tuo tarpu medianos



**3.13 pav.** Interaktyviai nustatyto fono lygio skirtumai nuo vidutinio fono lygio (raudoni apskritimai) arba fono medianos (mėlynos žvaigždutės) *F475W* FJ. X ašyje atidėtas interaktyviai nustatytas fono lygis.

skaičiavimas neįskaito nuotraukose išskiriamų pavienių žvaigždžių, kurios taip pat sudaro dalį fono lygio.

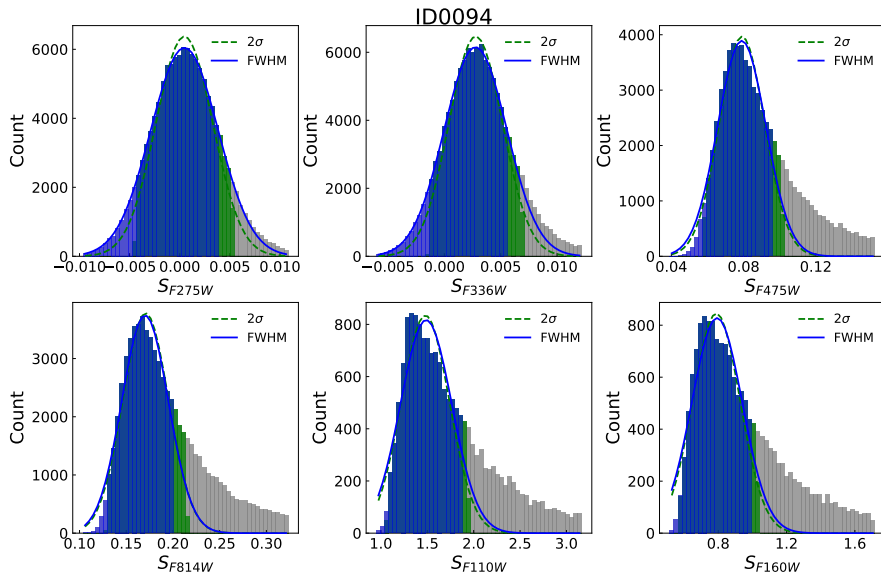
### 3.7 Ryškių nustatymas

Spiečių ryškius nustatėme dviem skirtingais metodais. Pirmasis metodas yra standartinis, kuomet visoms FJ naudojome to paties dydžio apertūrą  $R_T$  (3.10 pav. mėlynas apskritimas). Kaip jau anksčiau minėta, apertūra  $R_T$  buvo parinkta taip, kad apimtų kuo didesnę spiečiaus dali, bet tuo pačiu ir išvengtų ryškių lauko žvaigždžių. Tačiau šiuo atveju išlieka didelė tikimybė, kad į matuojamą apertūrą pateks ženkliai spiečiaus spalvas iškraipančios lauko žvaigždės.

Siekiant gauti tikslesnes spiečių spalvas papildomai permatavome spiečių ryškius naudodami  $R_C$  apertūras apimančias tik centrines spiečiaus dalis, kurioms yra mažesnė tikimybė būti paveiktoms lauko žvaigždžių. Šiuo atveju naudojama apertūra neapima didelės dalies spiečiaus šviesio, todėl jo įskaitymui naudojame pilnutinį ryškį išmatuotą *F475W* FJ naudojantis  $R_T$  apertūra. *F475W* FJ pilnutiniam spiečiaus ryškio matavimui yra parinkta, todėl, kad ji turi aukštą signalo ir triukšmo santykį, bei nėra taip stipriai paveikta ryškių RGB žvaigždžių kaip *F814W* FJ. Naudojantis gautomis spiečių spalvomis ties  $R_C$  apertūra, jas sunormuojame į pilnutinį ryškį gautą *F475W* FJ pagal formulę:

$$m_{F*W} = m_{C,F*W} + (m_{T,F475W} - m_{C,F475W}), \quad (3.1)$$

čia  $F * W$  atitinka FJ pavadinimą,  $m_{F*W}$  yra pilnutinis ryškis perskaičiuotas



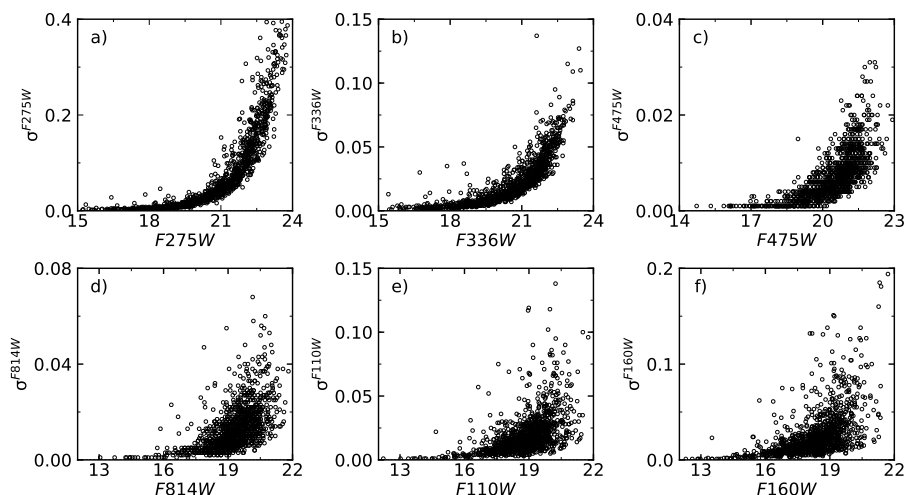
**3.14 pav.** Spiečiaus ID0094 fono srityje esančių pikselių signalo histogramos (pilki stulpeliai). Fono sritis apima žiedą aplink speičių nuo 1,2 R<sub>J</sub> iki 3,4 R<sub>J</sub>. Žali stulpeliai rodo duomenis likusius po  $2\sigma$  apkarpyimo, o žalia punktyrinė linija – prie jų priderintą pirmąjį Gauso profilį. Mėlyni stulpeliai atitinka duomenis likusius po pikselių signalo verčių, didesnių nei pirmojo Gauso profilio plotis pusaukštyje, pašalinimo.

pagal  $R_C$  apertūras,  $m_{C,F*W}$  – ryškiai  $R_C$  apertūroje, o  $m_{T,F475W}$  ir  $m_{C,F475W}$  atitinka speičiaus ryškius  $F475W$  FJ  $R_T$  ir  $R_C$  apertūrose. Taikydami šią metodiką, mes darome prielaidą, kad speičiaus spalvos profilis už matuojamos  $R_C$  apertūros yra tolygus ir nekintantis. Tokiu atveju gaunami aplinkos mažiau paveikti spalvos rodiklių matavimai, kuriems parametrų nustatymas daug jautresnis, nei pilnutiniam ryškiui įvairiose FJ, nuo kurio priklauso tik speičiaus masė.

### 3.8 Paklaidų įvertinimas

Atliktų matavimų statistines paklaidas nėra lengva įvertinti, nes jas sudaro triukšmo, fono lygio nustatymo bei kiti neapibrėžtumai. Kadangi matavimai atliekami ant jau susumuočių ekspozicijų mozaikos, kurioje matavimai sunormuoti į 1 sekundes ekspoziciją, juose yra sunku įvertinti tikrąją neapibrėžtumų statistiką. Dėl šios priežasties matavimų paklaidas įvertinome pasinaudodami dviem metodais.

Pirmuoju metodu yra įvertinama fono pikselių verčių sklaida. Ją įvertiname prie fono pikselių histogramos priderinę Gauso profilį. Fono srities pikselių verčių histogramos yra nesimetriškos, nes dalis jų yra paveiktos išskirtų ryškių žvaigždžių, todėl jų verčių histograma yra išžėsta į didesnių verčių pusę ir neatspindi tikrosios fono sklaidos. Priderinimo pavyzdžiai parodyti 3.14 pav.,



**3.15 pav.** Paklaidų priklausomybė nuo spiečiaus ryškio visose FJ. Reikia atkreipti dėmesį į kintančius režius tarp skydelių.

kuriuose pateiktos pikselių signalo verčių histogramos (pilki stulpeliai) įvairiose FJ ir aiškiai matosi nesimetriškas verčių skirstinys. Gauso profiliai yra derinami du kartus, siekiant atmesti kuo didesnę dalį statistikos neatspindinčių pikselių. Prieš pirmą derinimą pikselių verčių imčiai yra atliekamas dviejų standartinių nuokrypių ( $2\sigma$ ) duomenų apkarpymas. Prie likusių duomenų (žali stulpeliai) yra priderinamas pirmasis Gauso profilis (žalia punktyrinė linija), kurio plotis pusaukštyje yra naudojamas kaip riba už kurios atmetamos visos didesnės pikselių vertės. Šiuo atveju atmetamos tik didesnės pikselių vertės, nes mažesnės yra nepaveiktos ryškių lauko žvaigždžių. Prie likusių verčių (mėlyni stulpeliai) derinamas antrasis Gauso profilis (mėlyna linija), kurio standartinis nuokrypis ( $\sigma_{bkg}$ ) naudojamas paklaidų skaičiavime pagal formulę:

$$\sigma_1 = 2,5 \log_{10} \left( 1 + \frac{\sigma_{bkg} \sqrt{A_{ap}}}{F_{clust}} \right), \quad (3.2)$$

čia  $F_{clust}$  yra apertūroje integruotas spiečiaus šviesis,  $A_{ap}$  – apertūros plotas pikseliais.

Antruoju metodu įvertinome ryškių neapibrėžtumą dėl parinktos apertūros, kurį lemia netolygus šviesio pasiskirstymas nuotraukose, bei skirtingi vaizdų dydžiai tarp nagrinėjamų FJ. Tai yra įskaitoma atliekant 8 papildomus spiečiaus apertūros pastumdymus 8 skirtingomis kryptimis žiedu aplink centrą ir apskaičiuojant gautų ryškių skirtumų standartinį nuokrypį ( $\sigma_2$ ). Pastumdymai atliekami per  $0,1'' R_T$  apertūroms ir  $0,05'' R_C$  apertūroms.

Galutinės paklaidos gaunamos susumavus abu neapibrėžtumus:  $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$  ir yra atvaizduotos 3.15 paveikslėlyje. UV stebėjimuose dominuoja fono sklaidos neapibrėžtumai ( $\sigma_1$ ), kuris gerai koreliuoja su spiečių ryškiu. Tuo

### 3.2 lentelė. M31 galaktikos žvaigždžių spiečių fotometrijos rezultatai.

APID	$\alpha(J2000)$	$\delta(J2000)$	R	$R_h^c$	$F275W$	$F336W$	$F475W$	$F814W$	$F110W$	$F160W$
0001	11,435516	41,698562	2,0 <sup>a</sup>	0,56	20,198	19,330	18,811	17,599	17,081	16,497
			0,6 <sup>b</sup>		0,024	0,010	0,006	0,008	0,008	0,008 <sup>d</sup>
0002	11,366514	41,701013	1,4	0,59	21,276	20,561	20,019	19,075	18,794	18,450
			0,7		0,057	0,015	0,008	0,012	0,014	0,018
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...

**Pastabos.** Lentelėje pateikta tik dalis pirmų dviejų spiečių duomenų.

- (<sup>a</sup>) T apertūros spindulys kampinėmis sekundėmis,
- (<sup>b</sup>) C apertūros spindulys kampinėmis sekundėmis,
- (<sup>c</sup>) pusės šviesio spindulys  $F475W$  FJ kampinėmis sekundėmis,
- (<sup>d</sup>) išmatuotų ryškių neapibrėžtumai ( $\sigma$ ) atitinkamose FJ.

tarpu IR stebėjimuose pradeda dominuoti neapibrėžtumai atsiradę dėl netolygiai pasiskirsčiusių šviesių objektų ( $\sigma_2$ ), todėl jie yra daug jautresni apertūros dydžio ir centro parinkimui nei kitose FJ.

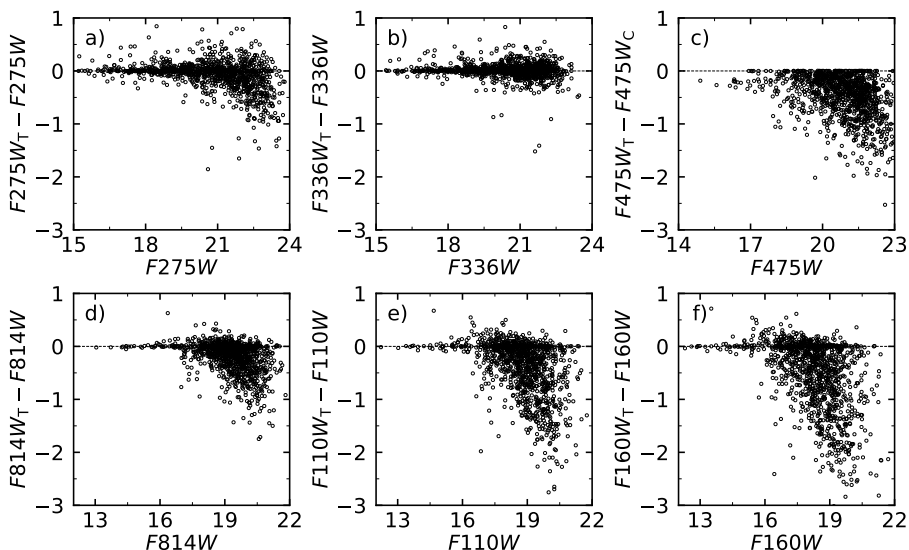
Kadangi spiečių fonas buvo nustatomas interaktyviai, todėl sunku įvertinti jo neapibrėžtumų dydį. Atsiradę netikslumai nustatant fono lygį greičiau lems sistematinius ryškio pokyčius visose FJ ir mažai paveiks išmatuotus spiečių spalvos rodiklius. Palyginus skirtingų komandos narių nustatytus fono lygius tiems patiems spiečiams pastebėta, kad ryškių skirtumai gali siekti iki 0,05, priklausomai nuo objekto ryškio, tačiau tai nebuvo įskaityta galutinėse paklaidų reikšmėse.

Gautame kataloge pateikiamos spiečių centrų koordinatės,  $R_T$  ir  $R_C$  apertūrų spinduliai, jose išmatuoti spiečiaus ryškiai bei ryškiai apskaičiuoti naudojantis 3.1 formule, taip pat pateikiami pusės šviesio spinduliai  $F475W$  FJ. Katalogo pavyzdys pateiktas 3.2 lentelėje.

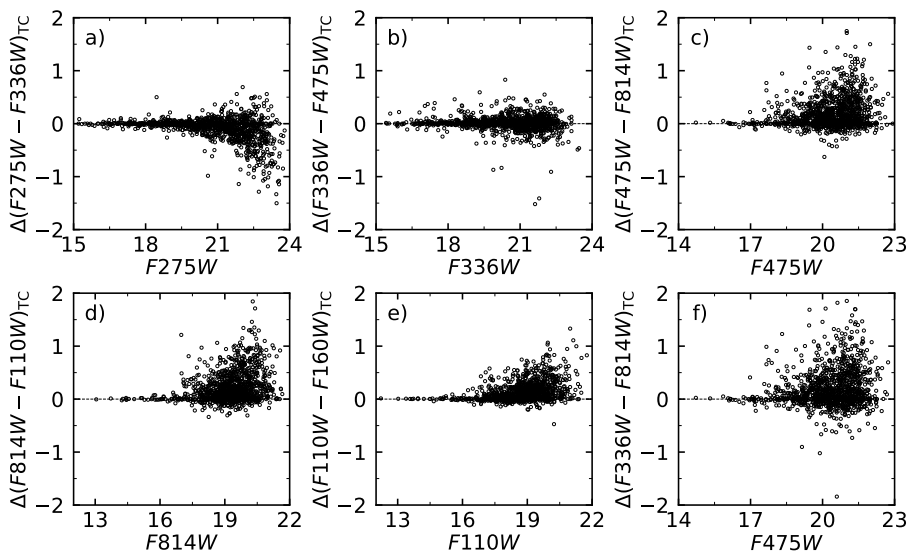
## 3.9 Ryškių palyginimas

3.16 pav. lyginami matavimai  $R_T$  apertūrose ir sunormuoti į  $F475W$  matavimus pagal  $R_C$  apertūras naudojantis 3.1 lygtimi. Skirtumai tarp matavimų atsiranda tik dėl skirtingų apertūrų dydžių ir normavimo, tuo tarpu centro koordinatės ir fono lygiai išlieka nepakitę. Paveikslėlio c) skydelyje pavaizduoti ryškių skirtumai tarp  $R_T$  ir  $R_C$  apertūrų matavimų  $F475W$  FJ – jie atitinka normavimui naudotas ryškių pataisas (dydis esantis 3.1 lygties skliaustuose). Tuo tarpu 3.17 pav. pavaizduoti išmatuotų spalvos rodiklių skirtumai tarp  $R_T$  ir  $R_C$  apertūrų.

Gauti dideli ryškių ir spalvos rodiklių skirtumai rodo matavimų jautrumą lauko objektams. Atliekant  $m_C$  ryškių normavimą yra daroma prielaida, kad už  $R_C$  apertūros spiečiaus spalva nekinta. Dėl šios priežasties dalies spiečių ryškiai gali stipriai išaugti ar sumažėti, jei, pavyzdžiui, UV spinduliuotės šaltiniai yra koncentruoti spiečiaus centre arba UV ryški žvaigždė yra už matuojamos spalvos apertūros. 3.16 ir 3.17 pav. parodyti skirtumai yra panašūs į ryškių ir spalvų palyginimus su Johnson et al. (2015) katalogu parodytus 3.18 ir 3.19



**3.16 pav.** Spiečių ryškių skirtumai tarp matavimų  $R_T$  apertūroje ir perskaičiuotų iš  $R_C$  apertūros ( $m_{T,F*W} - m_{F*W}$ ). c) skydelyje pavaizduoti skirtumai tarp  $R_T$  ir neperskaičiuotų  $R_C$  matavimų.

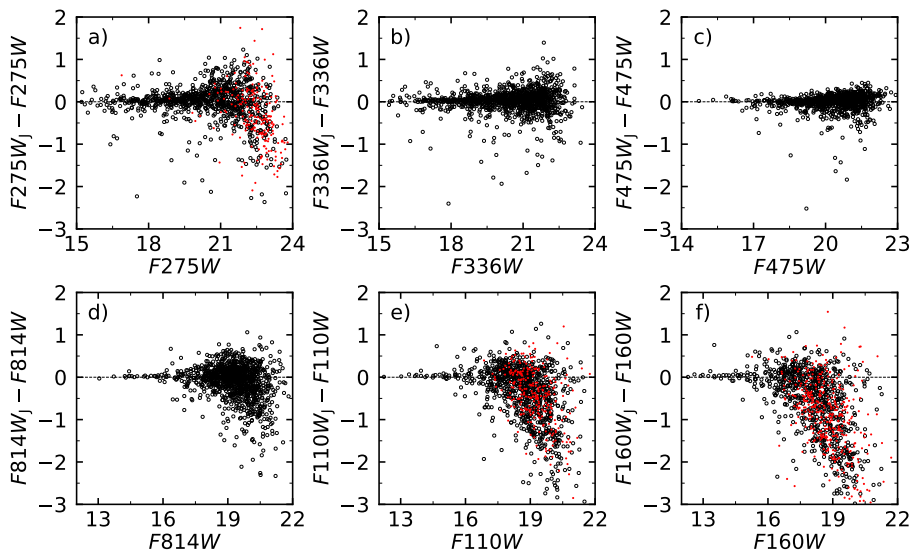


**3.17 pav.** Spiečių spalvos rodiklių skirtumai, apskaičiuoti iš spalvos rodiklių gautų ties  $R_T$  apertūromis atėmus spalvos rodiklius gautus ties  $R_C$  apertūromis.

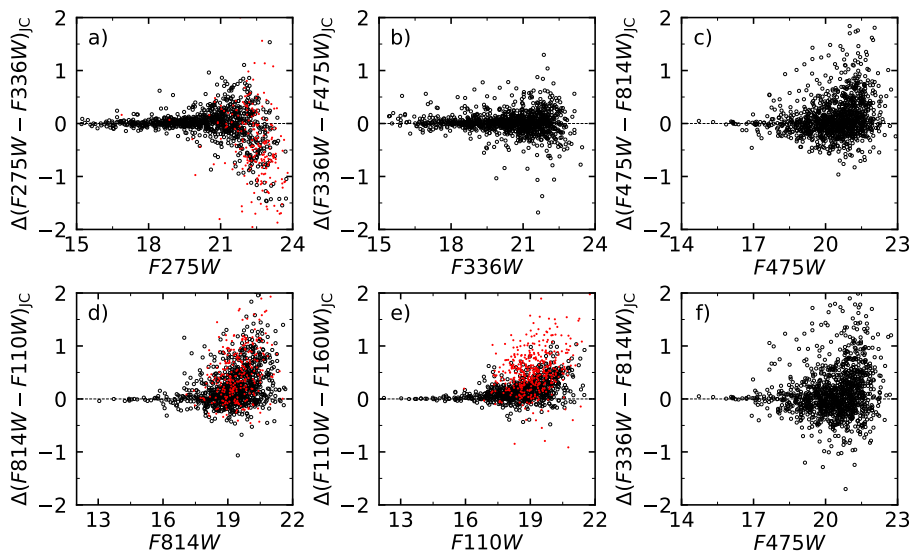
paveikslėliuose. Lyginimui Johnson et al. (2015) duomenys yra perskaičiuoti pagal mūsų naudojamus nulinius punktus. Johnson et al. (2015) fono lygį nustatė nuo  $1,2R_J$  iki  $3,4R_J$  plote, padalinę jį į 10 vienodo ploto žiedus ir pašalinę ryškių žvaigždžių labiausiai paveiktas dalis, apskaičiavo likusių dalių fono vidurkį. Lyginant matavimus su kitais autoriais skirtumai atsiranda dėl skirtingų spiečių centrų, apertūrų dydžių ir fono lygių. Maži ryškių skirtumai ryškiems objektams rodo, kad abu katalogai yra gerai sukalibruoti. Raudoni taškai grafikuose atitinka spiečius, kuriems Johnson et al. (2015) publikavo tik viršutines ryškių ribas. Viršutinės ribos pateikiamos tik IR ir  $F275W$  FJ, nes tikėtina, kad pirmuoju atveju dėl didelio šviesio netolygumo sukkelto ryškių lauko RGB žvaigždžių, fono lygis buvo stipriai pervertintas. Antruoju atveju, tikėtina, kad  $F275W$  FJ silpnas spiečių signalas yra užgožiamas foninio triukšmo. Raudonų taškų pasiskirstymas atitinka ryškių skirtumus atsiradusius dėl mūsų naudojamos naujos matavimų metodikos, todėl jų įvertinimą gali būti paveikusių ryškios lauko žvaigždės esančios aplink spiečius.

IR FJ skirtumai didžiajai daliai spiečių atsiranda dėl padrikai išsidėsčiusių ryškių lauko žvaigždžių. Didžiausi skirtumai yra blausiems ( $>16$  mag) spiečiams  $F814W$  ir IR FJ (d, e ir f skydeliai), kuriems didelę įtaką turi pavienės atmestos ryškios lauko žvaigždės. Ryškesniems spiečiams pavienės žvaigždės neturi tokios didelės įtakos, todėl ryškių skirtumai yra maži. UV FJ yra mažiausi signalo ir triukšmo santykiai, dėl to stipriai išauga matavimų sklaida blyškesniems ( $>20$  mag) spiečiams. Taip pat UV FJ sklaida yra didesnė visame ryškių intervale, nes dalis spiečių yra po erdvę plačiai pasklidusios žvaigždžių asociacijos. Šiuose objektuose didelė dalis UV šaltinių gali būti susikoncentravę centre, todėl ekstrapoliuojant bus pervertinamas už  $R_C$  apertūros esantis šviesis ir bus gaunami teigiami verčių nuokrypiai. Tuo tarpu jei UV ryškios žvaigždės pasiskirsčiusios plačiau, tuomet UV spinduliuotė bus nepakankamai įvertinama ir atsiras neigiami verčių nuokrypiai.

Didžiausi skirtumai 3.19 pav. yra c), d), e) ir f) skydeliuose, kuriuose įeina stipriausiai lauko žvaigždžių paveiktos FJ. Gauti skirtumai gerai iliustruoja neapibrėžtumus būdingus integruotai fotometrijai, kai yra neįskaitoma lauko žvaigždžių įtaka ir kurie gali siekti 1 ryškį ar daugiau. Taip pat reikia atkreipti dėmesį į tai, kad atsiradę skirtumai tarp spiečių daugiausiai lemia raudonesnes spalvas, o tai atitinka didesnio amžiaus, metalingumo ir/ar ekstinkcijos efektus. Mažiausi skirtumai yra  $F336W - F475W$  spalvoje, nes šiose FJ mažą įtaką turi lauko žvaigždės bei yra pakankamai didelis signalo-triukšmo santykis. Tuo tarpu  $F275W - F336W$  spalvos ties didesniais ryškiais išsibarsto dėl silpno signalo. Lyginant  $F814W$  ir IR FJ matavimus, be didėjančios sklaidos didėjančiant spiečių ryškiams, nemaža dalis spiečių sistemingai turi mažesnius ryškius Johnson et al. (2015) matavimuose. Tokį skirtumą sukelia spalvos apertūrų parinkimo kriterijus, dėl kurio stengėmės išvengti ryškių lauko žvaigždžių, kurios daugiausiai dominuoja IR srityje. Reikia atkreipti dėmesį į kelis didelius

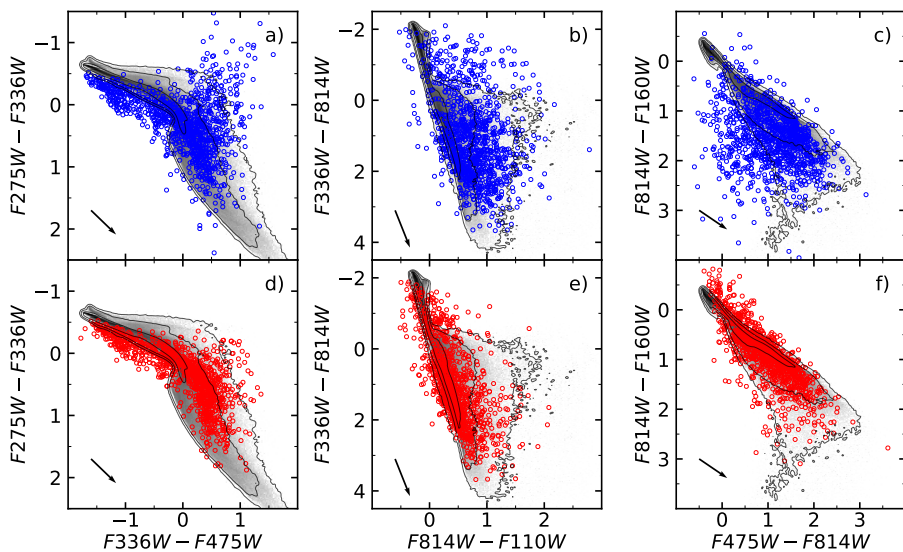


**3.18 pav.** Spiečių ryškių skirtumai tarp publikuotų Johnson et al. (2015) ir mūsų perskaičiuotų iš  $R_C$  apertūrų. Skirtumus lemia skirtingomis metodikomis nustatyti fono lygiai, pakeisti spiečių centrai bei matuojamos apertūros. Raudoni taškai atitinka spiečius, kuriems Johnson et al. (2015) pateikė tik viršutines ryškių ribas. Pateikti Johnson et al. (2015) ryškiai buvo perskaičiuoti pagal mūsų naudojamus nulinius punktus.



**3.19 pav.** Kaip ir 3.18 pav. tačiau pavaizduoti spalvų skirtumai.



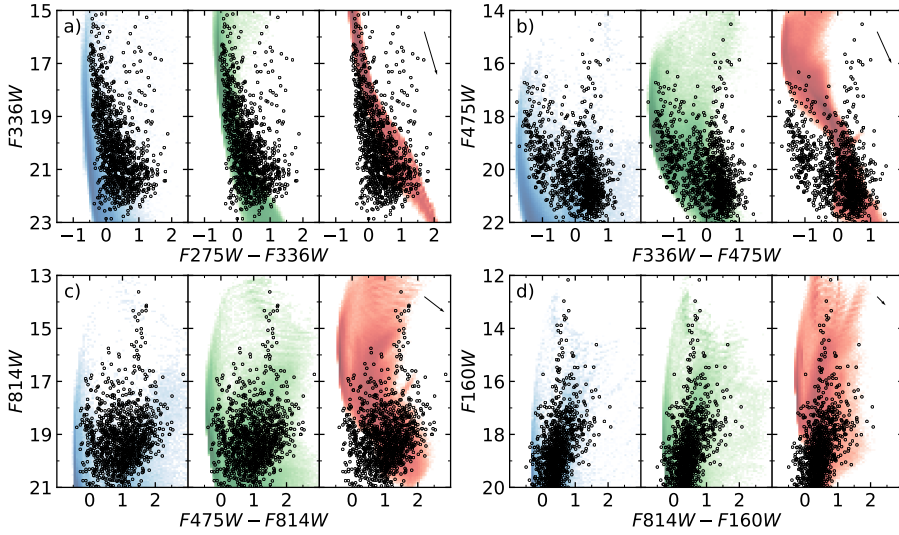


**3.20 pav.** Spalvos-spalvos diagramos rodančios Johnson et al. (2015) publikuotas spiečių spalvas viršuje (a, b ir c skydeliai, mėlyni simboliai) ir mūsų matavimus  $R_C$  apertūrose apačioje (d, e ir f skydeliai, raudoni simboliai). Fone pilkais kontūrais atvaizduoti  $10^3 M_\odot$  teoriniai spiečių skirstiniai, kurių amžius yra nuo 4 Myr iki 12,5 Gyr. Rodyklės rodo ekstinkcijos vektorius, kai  $A_V = 1$  mag.

ryškių skirtumus ryškiems ( $<20$  mag) spiečiams  $F275W$  ir  $F336W$  FJ, kurie yra jaunų žvaigždžių asociacijos ir kurioms buvo stipriai pakeistos centro koordinatės bei sumažinti apertūrų dydžiai apimant tik centrinę tankią žvaigždžių koncentraciją.

3.20 pav. pateiktos įvairių kombinacijų spalvos-spalvos diagramos su viršuje raudonai parodytais Johnson et al. (2015) spiečių ryškiais (a, b ir c skydeliai), o apačioje mėlynai – išmatuotais mūsų. Fone pilkai atvaizduoti stochastiniai spiečių modeliai apskaičiuoti pagal de Meulenaer et al. (2017) pateiktą metodiką (žr. 4 skyrių), kurių masė lygi  $10^3 M_\odot$ , o amžius  $\log_{10}(t/\text{yr}) = 6,6 - 10,1$ . Pasirinkta spiečių masė gerai atspindi didžiąją dalį apžvalgoje esančių spiečių (de Meulenaer et al. 2017) ir nuo jos priklauso modelių sklaidos dydis atsiradęs dėl žvaigždžių masių stochastikos.

Johnson et al. (2015) matavimai turi gerokai didesnę sklaidą už mūsų matavimus, ypač  $F275W$  ir IR FJ. Atlikę matavimus pagal Johnson et al. (2015) aprašyta matavimų metodiką pastebėjome, kad fono lygis yra dažnai pervertinamas jei fono srityje yra bent kelios ryškios lauko žvaigždės. Tikėtina, kad dėl pervertinto fono lygio Johnson et al. (2015) pateikė tik viršutines ryškių ribas. Jauniausi spiečiai yra ypač jautrūs fono lygio nustatymui, nes jie yra labai blyškūs IR FJ. Spiečiai esantys 3.20 pav. a) skydelio viršutinėje dešinėje dalyje taip pat turi tik viršutines ryškių ribas  $F275W$  FJ. Tuo tarpu mūsų ma-

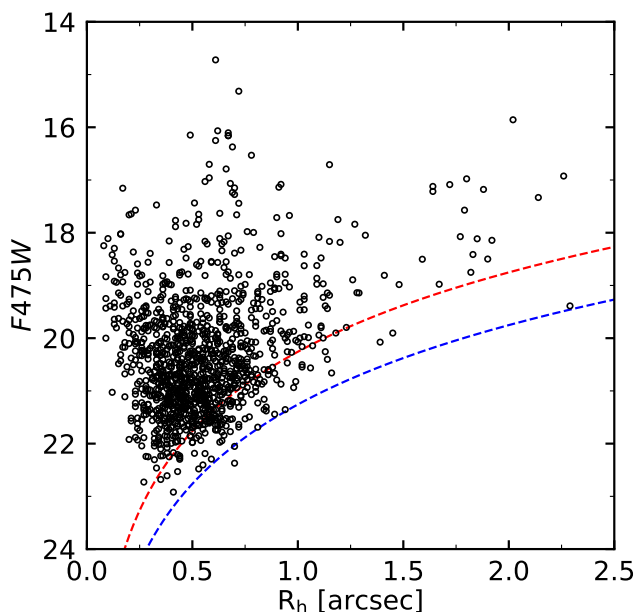


**3.21 pav.** Spiečių spalvos-ryškio diagramos pagal  $R_C$  apertūras perskaičiuotiems ryškiams. Fone atvaizduoti įvairių masių teoriniai spiečiai –  $10^2 M_\odot$  (mėlynai),  $10^3 M_\odot$  (žaliai) ir  $10^4 M_\odot$  (raudonai). Rodyklės rodo ekstinkcijos vektorius, kai  $A_V = 1$  mag.

tavimų (d skydelis) tikslumas yra apribotas signalo triukšmo, o ne fono lygio nustatymo. Dauguma nuo modelių nutolusių spiečių mūsų matavimuose turi sudėtingus supančius fonus, kuriuos sunku įvertinti net ir interaktyviu metodu, tuo tarpu daliai spiečių į apertūras patenka ryškios lauko žvaigždės arba jie yra stipriai paveikti ekstinkcijos. 3.20 pav. a) ir d) skydeliuose aiškiausiai matosi sisteminis išmatuotų spiečių poslinkis nuo teorinių modelių, kuris gerai atitinka  $A_V = 1$  mag dydžio ekstinkciją rodančios rodyklės kryptį.

3.21 pav. pateiktos mūsų išmatuotų spiečių spalvos-ryškio diagramos, kurios geriau atskiria spiečius pagal jų masę. Fone atvaizduoti įvairių masių stochastiniai modeliai: mėlynai –  $10^2 M_\odot$ , žaliai –  $10^3 M_\odot$ , o raudonai –  $10^4 M_\odot$ . Didėjant spiečių masei, auga jų šviesis, bei santykinai mažėja stochastikos įtaka, todėl mažėja ir modelių sklaida. Ryškiausi spiečiai šiose diagramose susiskirsto į dvi aiškias grupes – mėlyną, kurią sudaro masyvūs jauni spiečiai ( $\lesssim 100$  Myr) ir didelės žvaigždžių asociacijos ( $F336W - F475W < -0,5$ ) ir raudoną, kurią sudaro seni ( $\gtrsim 1$  Gyr) ir masyvūs kamuoliniai spiečiai ( $F336W - F475W \approx 0,5$ ). Dauguma spiečių gerai atitinka  $10^3 M_\odot$  spiečių modelius, o didžiausia išimtis yra kamuoliniai spiečiai, kurių masės gali viršyti  $10^6 M_\odot$ . c) diagramoje ekstinkcijos vektorius turi didelį horizontalų komponentą, todėl aiškiai atsiskiria stipriai ekstinkcijos paveikti spiečiai, esantys į dešinę nuo kamuolinių spiečių.

3.22 pav. pavaizduotas spiečių ryškių ir jų pusės šviesio spindulio sąryšis. Aiškios priklausomybės nėra, tačiau didžioji dalis spiečių yra pasklidę aplink  $0,5''$  dydžio pusės šviesio spindulį. Tai yra aiškiai koncentruoti į centrą spiečiai,



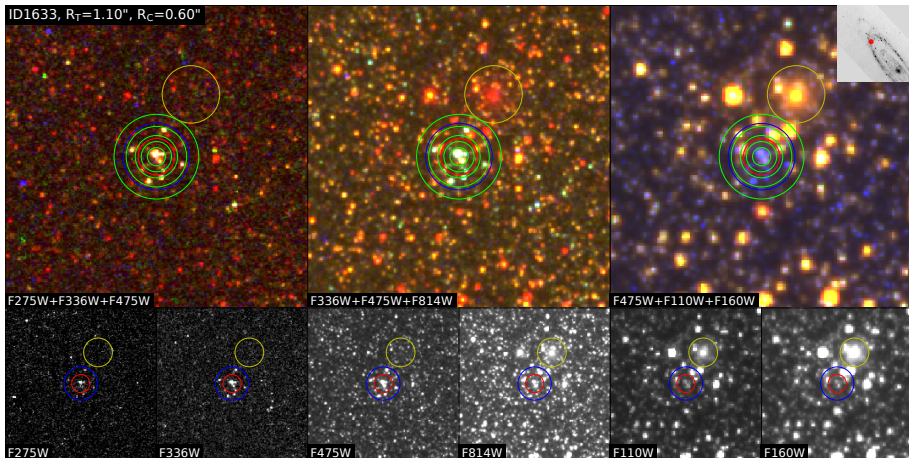
**3.22 pav.** Spiečių ryškio ir pusės šviesio spindulio sąryšis. Punktyrinės linijos atitinka aptikimo ribas, kai paviršinis šviesis siekia  $21,5 \text{ mag/arcsec}^2$  (raudona) ir  $22,5 \text{ mag/arcsec}^2$  (mėlyna).

tuo tarpu objektai ties didesniais pusės šviesio spinduliais atitinka vis silpniau koncentruotus spiečius, o ties didžiausiais spinduliais ( $R_h \gtrsim 1,4''$ ) yra susitelkusios žvaigždžių asociacijos. Reikėtų atkreipti dėmesį, kad naudojamoje apžvalgoje visų aptiktų spiečių paviršinis šviesis viršija  $22,5 \text{ mag/arcsec}^2$  (mėlyna punktyrinė linija), tačiau tikėtina, kad pilnumo efektai dar yra svarbūs iki  $21,5 \text{ mag/arcsec}^2$  paviršinio šviesio (raudona punktyrinė linija).

### 3.10 Apertūros dydžio įtaka

Integralinės fotometrijos metu yra matuojami visi į apertūrą patenkantys objektai tai yra ir Andromedos galaktikos, ir Paukščių Tako lauko žvaigždės bei tolimos galaktikos. Taip pat spiečiui priklausančios žvaigždės gali būti netolygiai išsidėsčiusios erdvėje, todėl spiečiaus krašte esanti vėlyvos evoliucinės stadijos žvaigždė stipriai pakeis viso spiečiaus spalvą. Šiam efektui jautriausi mažos masės spiečiai, kuriuose ryškių pavienių žvaigždžių šviesa gali dominuoti tam tikrose FJ. Todėl apertūros dydžio parinkimas lemia, ne tik išmatuotos spiečiaus šviesos dalį, bet ir tai, kad santykinai maži apertūros dydžio pokyčiai gali lemti didelius spalvos pokyčius.

3.23 pav. parodytas mažos masės spiečius ID1633, kurį sudaro aiškiai iš lauko žvaigždžių išsiskiriančios melsvos žvaigždės. Jį supa didelis skaičius ryškių raudonų lauko žvaigždžių bei šalia esanti tolima galaktika, kuri matoma tik  $F814W$  ir IR FJ (pažymėta geltonu apskritimu). Nuotraukose žaliai pa-

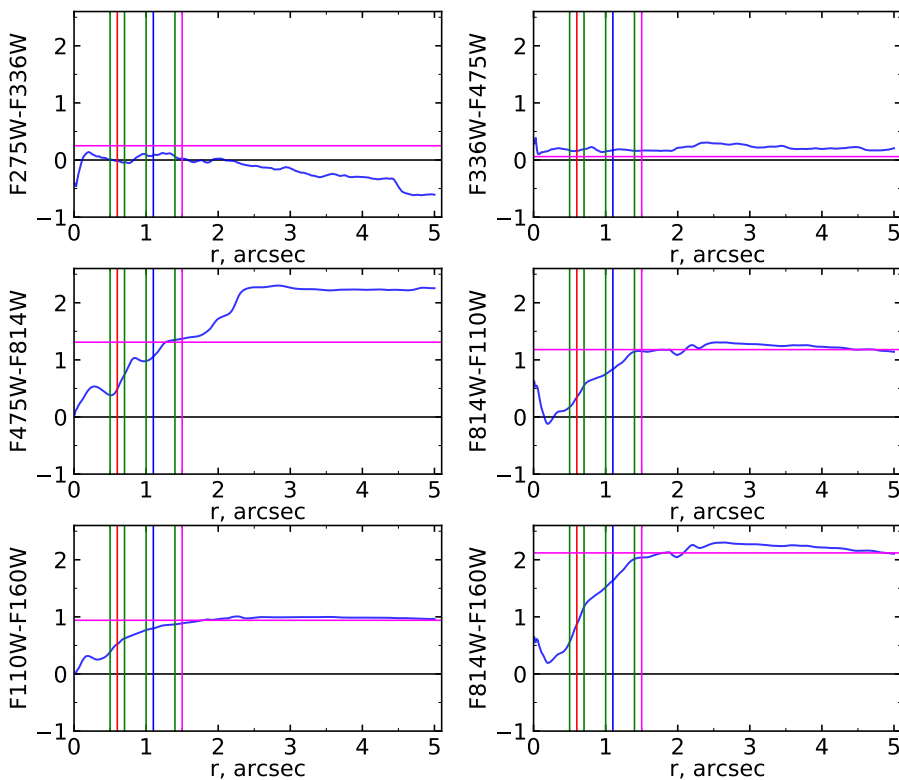


**3.23 pav.** Spiečiaus ID1633 nuotrauka atitinkanti 3.10 pav., tačiau papildomai pridėtos 4 žalios apertūros atitinkančios 0,5'', 0,7'', 1,0'' ir 1,4''. Geltonu apskritimu pažymėta foninė galaktika, kuri publikuota Johnson et al. (2015) papildomų objektų kataloge.

žymėtos 0,5'', 0,7'', 1,0'' ir 1,4'' dydžio apertūros. Spiečius ID1633 yra jaunas ir jo žvaigždžių spinduliuotė infraraudonojoje srityje silpna. Todėl naudojant 0,5'' apertūrą nepatenka nei viena infraraudonojoje srityje ryški lauko žvaigždė ir spiečiaus spalvą galima patikimai išmatuoti. Tuo tarpu didesnėse apertūrose IR FJ jau dominuoja lauko žvaigždės, kurios stipriai iškraipo spiečiaus spalvas.

Spiečiaus ID1633 radialiniai spalvos profiliai atvaizduoti 3.24 pav. pateiktuose profiliuose. Dėl įvairiais radialiniais atstumais išsidėsčiusių mėlynų ir raudonų žvaigždžių, išmatuoti spalvos rodikliai stipriai kinta – apertūros dydį pakeitus vos per 0,5'' gali atsirasti 0,5 mag ar didesni spalvos pokyčiai. Toks stiprus spalvos rodiklio kitimas lemia tai, kad reikia atidžiai parinkti apertūras kiekvienam spiečiui, siekiant, kad nepakliūtų ryškūs lauko objektai. 3.24 pav. taip pat galima pamatyti skirtumus tarp mūsų ir rožine horizontalia linija pavaizduotų Johnson et al. (2015) spalvų šiam spiečiui. Johnson et al. (2015) naudojo didesnę apertūrą ir kitokį fono lygį, jų gautos spalvos yra daug raudonesnės ir akivaizdžiai prieštarauja faktui, kad pats spiečius sudarytas iš mėlynas spalvas turinčių žvaigždžių.

3.25 pav. parodytos diagramos rodo spiečiaus ID1633 spalvas ties kiekviena iš keturių 3.23 pav. žaliai pavaizduotų apertūrų, kurios palaipsniui apima vis daugiau lauko objektų. Pateiktose spalvos-spalvos diagramose raudoni simboliai atitinka spiečiaus spalvas gautas ties 0,5'', mėlyni – 0,7'', žali – 1,0'', o juodi – 1,4'' spalvos apertūromis. Šiam spiečiui spalvos apertūros dydžio keitimas beveik neturi įtakos UV ir F475W fotometrinėms juostoms, tačiau spalva stipriai pasikeičia F814W ir IR FJ. Apatiniame dešiniame paveikslėlyje spiečius pereina nuo santykinai mėlynų spalvų iki vienu raudoniausių, lyginant su spiečių modelių skirstiniu. Matavimams naudojant didelę apertūrą tokiam

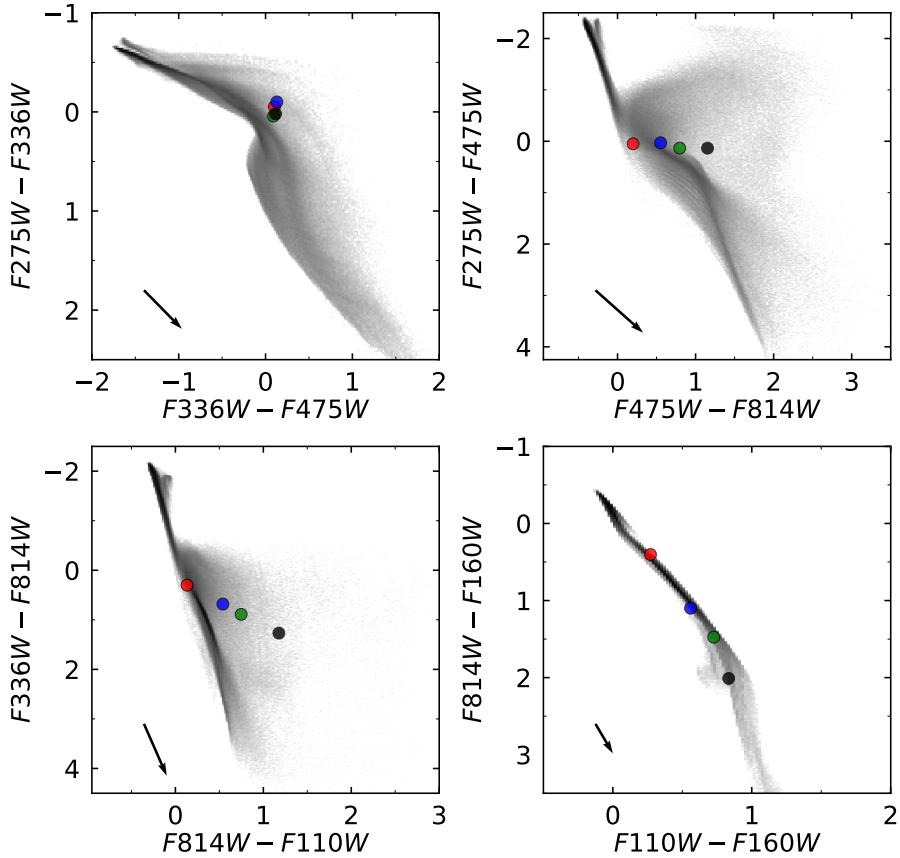


**3.24 pav.** Spiečiaus ID1633 spalvų profiliai. Vertikalios mėlyna ir raudona linijos atitinka  $R_T$  ir  $R_C$  apertūras. Žalios vertikalios linijos žymi  $0,5''$ ,  $0,7''$ ,  $1,0''$  ir  $1,4''$  apertūras. Rožine spalva atvaizduotos Johnson et al. (2015) publikuotas spiečiaus apertūros dydis ir spalvos.

spiečiui bus nustatytas už tikrąjį daug didesnis amžius ir metalingumas, arba paraudonavimas bus kompensuotas didele ekstinkcijos verte (žr. diagramose ekstinkcijos vektoriaus kryptį vaizduojančią rodyklę).

Vienas iš būdų kaip papildomai patikrinti tiriamo spiečiaus amžių ir potencialiai išspręsti amžiaus-metalingumo-ekstinkcijos išsigimimus yra atskirų jo žvaigždžių analizė (Johnson et al. 2016, 2017). Atskirų žvaigždžių amžių galima įvertinti jas lyginant su teorinėmis izochronomis. 3.26 pav. parodyta visa ID1633 spiečiaus fotometrinių informacija. Viršuje kairėje parodyta ryškio priklausomybė nuo bangos ilgio, kuri leidžia santykinai įvertinti jo masę (didesnės masės spiečiai yra ryškesni) ir amžių (didesnis ryškis UV fotometriniuose juostose rodo jaunesnį spiečiaus amžių).

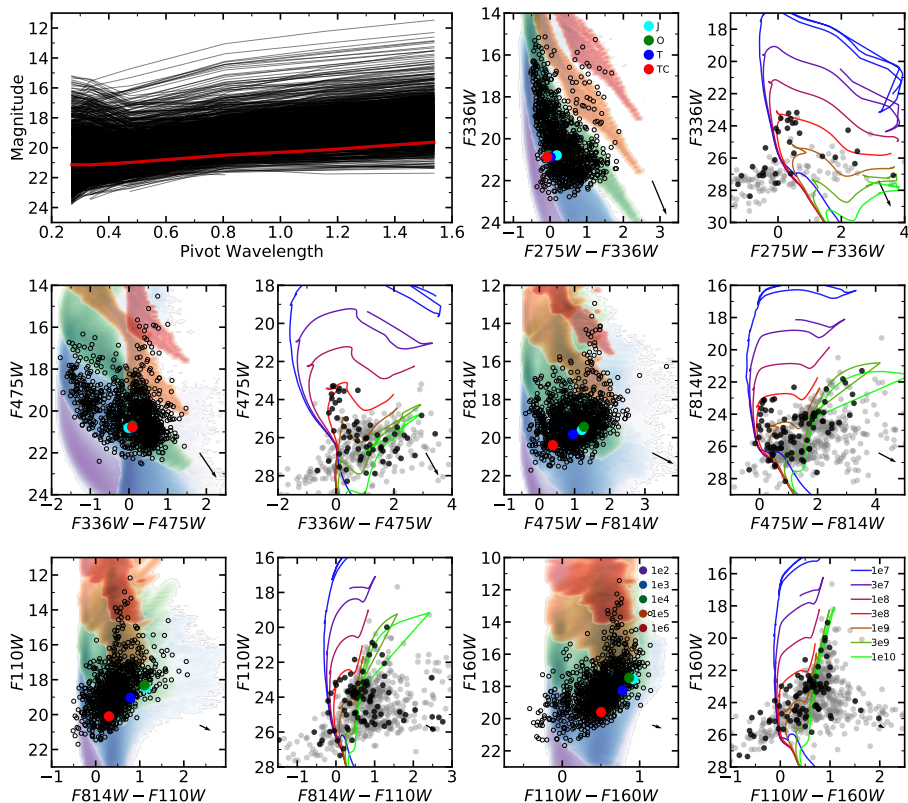
Toliau 3.26 pav. poromis rodomos visų spiečių integruotų ryškių (kairiau) ir į spiečiaus apertūrą patenkančių žvaigždžių (dešiniau) spalvos-ryškio diagramos, atvaizduotos naudojantis skirtingomis spalvos-ryškio kombinacijomis. Spiečių diagramoje tiriamasis spiečius pažymėtas raudonai, o fone atvaizduoti įvairių masių spiečių modeliai. Taip pat įvairiomis spalvomis pažymėti spie-



**3.25 pav.** Spiečiaus ID1633 spalvos esant 0,5'' (raudona), 0,7'' (mėlyna), 1,0'' (žalia) ir 1,4'' (juoda) spalvos apertūroms. Fone parodyti  $10^3 M_{\odot}$  spiečių modeliai. Rodyklės rodo ekstinkcijos vektorius, kai  $A_V = 1$ .

čiaus matavimai kitose apertūrose: žydrai – Johnson et al. (2015) atlikti matavimai, žaliai – mūsų  $R_J$  apertūroje atlikti matavimai, su naujais nustatytais fono lygiais, mėlynai – matavimai  $R_T$  apertūroje. Atskirų žvaigždžių diagramose, esančiose dešiniau, vaizduojamos žvaigždės patekusios į spiečiaus pilnutinio ryškio apertūrą  $R_T$ . Žvaigždės paimtos iš Williams et al. (2014) publikuoto PHAT apžvalgos 117 milijonų žvaigždžių katalogo. Siekiant lengviau atskirti spiečiaus žvaigždės nuo besiprojektuojančių lauko žvaigždžių, pilkai atvaizduotos žvaigždės esančios nuo 1,2  $R_T$  iki 3,4  $R_T$  atstumu iki spiečiaus centro. Šiuo atveju spiečiaus žvaigždės aiškiai atsiskiria  $F814/(F475W - F814W)$  diagramoje, kur jos neblogai atitinka 300 Myr amžiaus izochroną (raudona kreivė). Reikia neužmiršti, kad vaizduojamiems modeliams ir izochronoms nebuvo įskaityta ekstinkcija, todėl atbalinus duomenis priešinga kryptimi nei nukreiptas ekstinkcijos vektorius, stebimas spiečius galėtų būti jaunesnis už 300 Myr. Ši papildoma informacija apie spiečių leidžia atmesti mažiau tikėtinus sprendinius





**3.26 pav.** Spiečiaus ID1633 integruotų ir atskirų žvaigždžių ryškių diagramos. Viršutinėje kairėje diagramoje raudonai parodyta spiečiaus integruotų ryškių priklausomybė nuo efektinio FJ bangos ilgio, juodai pažymėtos visos imties spiečių ryškių priklausomybės. Toliau poromis vaizduojamos įvairių kombinacijų spalvos-ryškio diagramos integruotiems spiečių ryškiams ir pavienėms spiečiaus žvaigždėms. Kairiau esančiose diagramose juodais apskritimais vaizduojamos visos imties spiečių integruoti ryškiai, o nagrinėjamas spiečius pažymėtas raudonai (TC). Taip pat atvaizduoti spiečių ryškiai pateikti Johnson et al. (2015) kataloge (J, žydri taškai), mūsų atlikti matavimai  $R_J$  apertūroje (O, žali taškai) ir matavimai atlikti  $R_T$  apertūroje (T, mėlyni taškai). Fone parodytas teorinių spiečių pasiskirstymas, skirtingos spalvos žymi skirtingų masių spiečius, nuo  $10^2 M_\odot$  (violetinė spalva) iki  $10^6 M_\odot$  (raudona spalva), legenda pateikta priešpaskutinėje diagramoje. Dešiniau esančiose diagramose juodais skrituliais atvaizduotas į spiečiaus apertūrą patekusių žvaigždžių pasiskirstymas, o pilkai – žvaigždės patekusios į fono sritį, apimančią nuo  $1,2 R_J$  iki  $3,4 R_J$ . Spalvotos kreivės atitinka izochronas nuo 10 Myr (mėlynos) iki 10 Gyr (žalios), legenda pateikta paskutinėje diagramoje. Rodyklės esančios diagramų apatinėje dešinėje dalyje atitinka ekstinkcijos vektorių, kai  $A_V = 1$ .

ir dažnai padeda išspręsti amžiaus-ekstinkcijos parametru išsigimimą.

### 3.11 Apibendrinimas

Sukūrėme naują matavimo metodiką, pagrįstą mažų apertūrų naudojimu spiečių spalvų matavimui centrinėse dalyse. Išmatuotos centrinės spiečiaus dalies spalvos yra sunormuojamos į pilnutinį ryškį, gautą visą spiečių apimančia apertūra, mažiausiai lauko žvaigždžių paveiktoje FJ. Tik centrinę spiečiaus dalį apimančios spalvos apertūros padeda išvengti didžiosios dalies ryškių lauko žvaigždžių, tačiau tam turi galioti sąlyga, kad spiečiaus spalva neturi radialinės priklausomybės už matuojamos apertūros ribų. Išmatuotos spiečių spalvos gali stipriai priklausyti ir nuo nustatyto fono lygio, todėl kiekvienam spiečiui jis buvo nustatytas nuosekliai atliekant interaktyvią kiekvienos FJ matavimų peržiūrą. Interaktyvus fono lygio nustatymas leidžia išvengti potencialių automatinų metodų netikslumų, atsirandančių dėl netolygiai pasiskirsčiusių ryškių lauko žvaigždžių. Naujai gauti fotometriniai duomenys geriau atitinka stochastinių spiečių modelių skirstinius ir turi daug mažesnę sklaidą atsirandančią dėl matavimų netikslumų, todėl nustatyti parametrai turėtų būti patikimesni. Sudarytas naujas 1181 spiečiaus M31 PHAT apžvalgos matavimų katalogas, apimantis dalį Johnson et al. (2015) katalogo objektų. Pažymėtina, kad dalyje išmatuotų spiečių vis dar projektuojasi ryškios lauko žvaigždės, kurių negalima išvengti net mažinant matavimo apertūrą. Patikimiausias tokių problemų sprendimas būtų atskirų žvaigždžių atėmimas iš nuotraukų, tačiau tai reikalauja tikslių žvaigždžių matavimų tankiose spiečių centrų srityse.



## 4 skyrius

# Spiečių parametru nustatymas

Spiečių plačiajuostę fotometriją lyginant su teoriniais modeliais galima įvertinti 4 pagrindinius jų parametrus: amžių, masę, metalingumą bei ekstinkciją. Kintantis spiečiaus amžius, metalingumas ir ekstinkcija sukelia panašius efektus matuojamose spiečių spalvose, dėl to atsiranda parametru išsigimimas ir stipriai apsunkinamas jų nustatymas (pvz. de Meulenaer et al. 2014). Šiuos išsigimimus padeda išspręsti plati PHAT apžvalgos FJ spektro aprėptis bei detalios nuotraukos, kurios įgalina išmatuoti pavienes spiečiaus žvaigždes. Spiečių parametru nustatymui naudojame jau anksčiau Andromedos bei kitų galaktikų spiečių tyrimams taikyto programų paketo (de Meulenaer et al. 2013, 2014, 2015a,b, 2017) modifikuotą versiją. Programų paketo veikimo principas paremtas integruotų spiečių ryškių lyginimu su žinomų parametru stochastinių spiečių modelių banku.

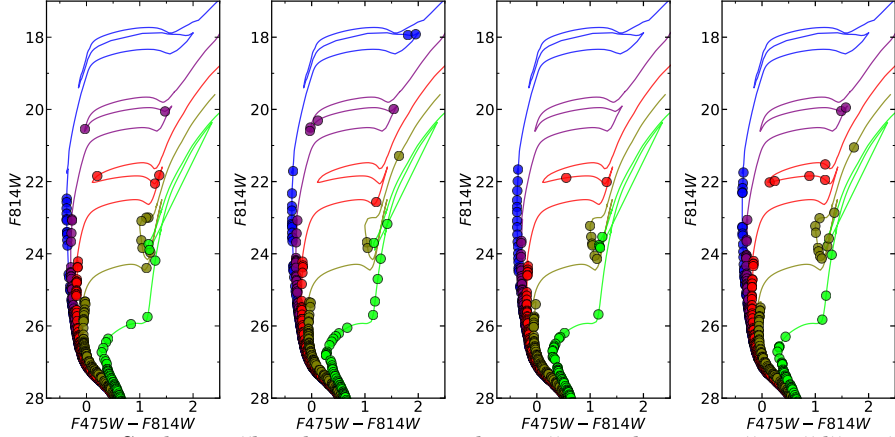
## 4.1 Stochastika spiečiuose ir parametru išsigimimas

Tiksliai apibrėžti žvaigždžių spiečius yra sudėtinga (Renaud 2018), tačiau laikome, kad tai yra gravitaciškai susieta žvaigždžių sistema, kurią sudaro vienodo amžiaus ir cheminės sudėties žvaigždės. Šios prielaidos leidžia spiečių modeliavimui naudoti SSP (angl. Simple Stellar Population) metodą, kuris apibrėžiamas trimis pagrindiniais parametrais: sistemos amžiumi, metalingumu ir žvaigždžių pradine masės funkcija (angl. Initial Mass Function, IMF).

Integruota visos populiacijos šviesa SSP metodu suskaičiuojama padalinus izochroną į smulkias dalis ir suintegravus žvaigždžių skaičių jose pagal naudojamą IMF. IMF dažniausiai išreiškiama laipsnine funkcija, kuri aprašo žvaigždžių skaičių  $dN$  tam tikrame masės intervale  $dM$ :

$$\frac{dN}{dM} = \xi_0 M^{-\alpha}, \quad (4.1)$$

čia  $\xi_0$  yra masės daugiklis,  $M$  – žvaigždės masė, o  $\alpha$  – laipsnio rodiklis, kuris nustatytas iš stebėjimų. Salpeter IMF (Salpeter 1955)  $\alpha = 2,35$ , tačiau lyginant su stebėjimais, šis modelis stipriai pervertina mažos masės žvaigždžių skaičių. Kroupa (2002) padalino IMF į tris dalis su atskirais laipsnio rodikliais, kurie geriau atitinka stebėjimus:



4.1 pav. Spalvos-ryškio diagramos vaizduojančios 4 skirtingus žvaigždžių užpildymus  $10^3 M_{\odot}$  masės spiečiams. Skirtingomis spalvomis atitinkamai atvaizduotos: 30 Myr (mėlyna), 100 Myr (violetinė), 300 Myr (raudona), 1 Gyr (geltona) ir 3 Gyr (žalia) amžiaus izochronos. Ryškiai suskaičiuoti įskaičius Andromedos galaktikos atstumo modulį.

$$\begin{aligned}
 \alpha &= 0,3, \text{ kai } M < 0,08 M_{\odot}, \\
 \alpha &= 1,3, \text{ kai } 0,08 M_{\odot} < M < 0,5 M_{\odot}, \\
 \alpha &= 2,3, \text{ kai } M > 0,5 M_{\odot}.
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

Integruojant žvaigždžių skaičių pagal įprastą SSP metodiką yra įskaitoma visų masių ir evoliucijos stadijų žvaigždžių įtaką spiečiaus spektrui. Visų evoliucinių stadijų įskaitymas teoriniuose modeliuose nebūtinai atitinka realius spiečių stebėjimus, nes net ir viena vėlyvos evoliucinės stadijos žvaigždė gali stipriai pakeisti matuojamo spiečiaus ryškį ir spalvą. Šis stochastikos lemiamas efektas mažą įtaką turi tik didelės masės spiečiuose, kuriuose IMF yra tankiai užpildyta įvairių evoliucinių stadijų žvaigždėmis, o pavienių žvaigždžių įtaka yra maža. Tuo tarpu, jei žvaigždžių populiacijos masė yra maža, dėl mažų skaičių statistikos ir mažo bendro spiečiaus šviesio, vienos ar kelių evoliucionavusių žvaigždžių buvimas turi didelę įtaką integruotiems matavimams. Svyruojantį vėlyvos stadijos žvaigždžių skaičių lemia, tai, kad didesnės masės žvaigždžių yra santykinai mažiau bei laikas praleidžiamas vėlyvoje evoliucijos stadijoje yra santykinai trumpas. Tokioms žvaigždėms palikus pagrindinę seką stipriai pakinta jų šviesis bei efektinė temperatūra ir jų šviesa gali dominuoti tam tikrose FJ. Dėl šios priežasties vienodų parametrų spiečiai gali turėti stipriai besiskiriantį šviesį ir spalvą.

Siekiant tiksliau nustatyti spiečių parametrus de Meulenaer et al. (2017, ir ankstesni ciklo straipsniai) naudoja spiečių modelių bankus, kuriuose žvaigždžių populiacijos yra sugeneruojamos stochastiškai. 4.1 pav. parodytos stochastiškai sugeneruotos žvaigždžių populiacijos ir jų amžių atitinkančios izochronos.

Mėlyna kreivė atitinka 30 Myr, violetinė – 100 Myr, raudona – 300 Myr, geltona – 1 Gyr, o žalia – 3 Gyr. Simboliai vaizduoja atskiras žvaigždes, o kiekviena iš keturių diagramų atitinka skirtingas  $10^3 M_{\odot}$  spiečių žvaigždžių populiacijos realizacijas. Dėl stochastikos, tos pačios masės spiečiuose ryškiausių žvaigždžių skaičius gali stipriai svyruoti.

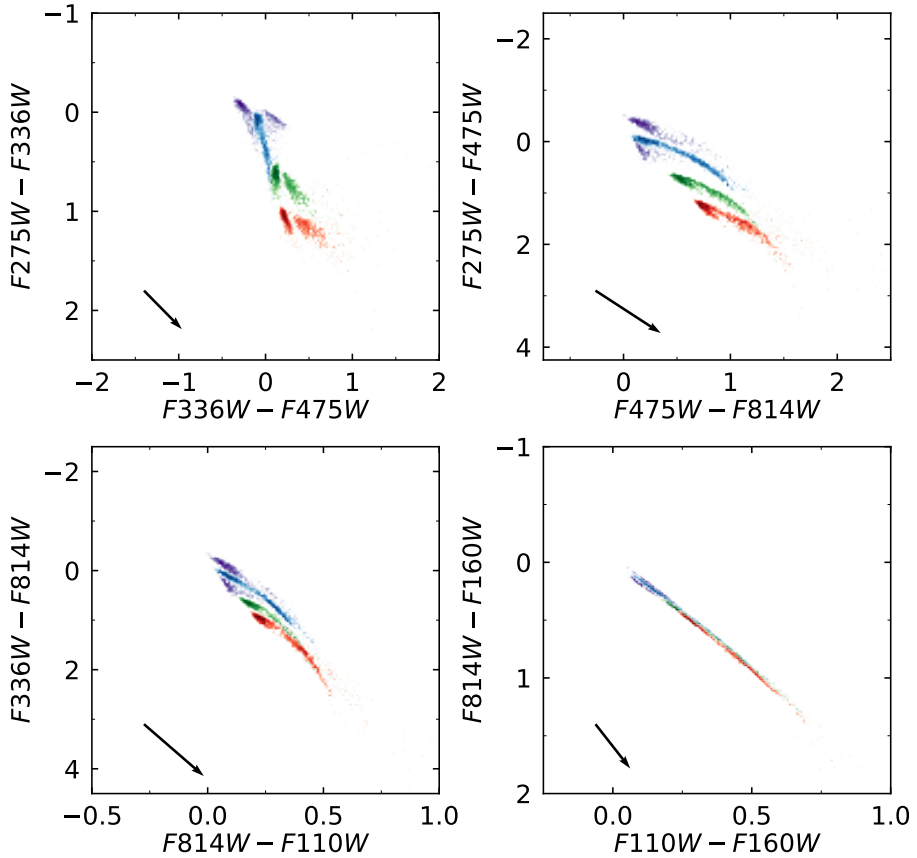
4.1 pav. pateikti pavyzdžiai rodo, kad skirtingose realizacijose spiečiuje gali nebūti nei vienos vėlyvos stadijos žvaigždės arba gali būti viena ar kelios, kurios užgožia visą likusį spiečių (pvz. antroji 30 Myr realizacija). Tokiais atvejais gauti spiečiaus matavimai smarkiai skirsis nuo įprastu SSP metodu integruotų modelių, kuriuose įskaitomos visos žvaigždžių stadijos. Ši problema ypač svarbi mažesnės masės spiečiuose ( $\lesssim 10^4 M_{\odot}$ , Fouesneau & Lançon 2010), kuriems viena vėlyvos evoliucinės stadijos žvaigždė gali lemti stiprius fotometrinių savybių pakitimus, lyginant su kitais, tuos pačius fizinius parametrus turinčiais, spiečiais. Tuo tarpu didesnės masės spiečiuose šis efektas yra mažesnis dėl mažesnės pavienių žvaigždžių įtakos bei tankesnio visų žvaigždės evoliucinių stadijų užpildymo.

Spiečiuose atsirandanti žvaigždžių masių stochastika įskaitoma atsitiktinai generuojant žvaigždžių mases pagal tikimybės tankį užduotą IMF, kol pasiekiamas norima žvaigždžių populiacijos masė. Kiekvienos žvaigždės masė gaunama atsitiktinai, todėl kiekvienoje iteracijoje gaunama skirtinga žvaigždžių imtis, o atliekant pakartotinius žvaigždžių populiacijų skaičiavimus galima gauti įvairius žvaigždžių masių užpildymo atvejus, kurie gerai atitinka gamtoje stebimą spiečių įvairovę.

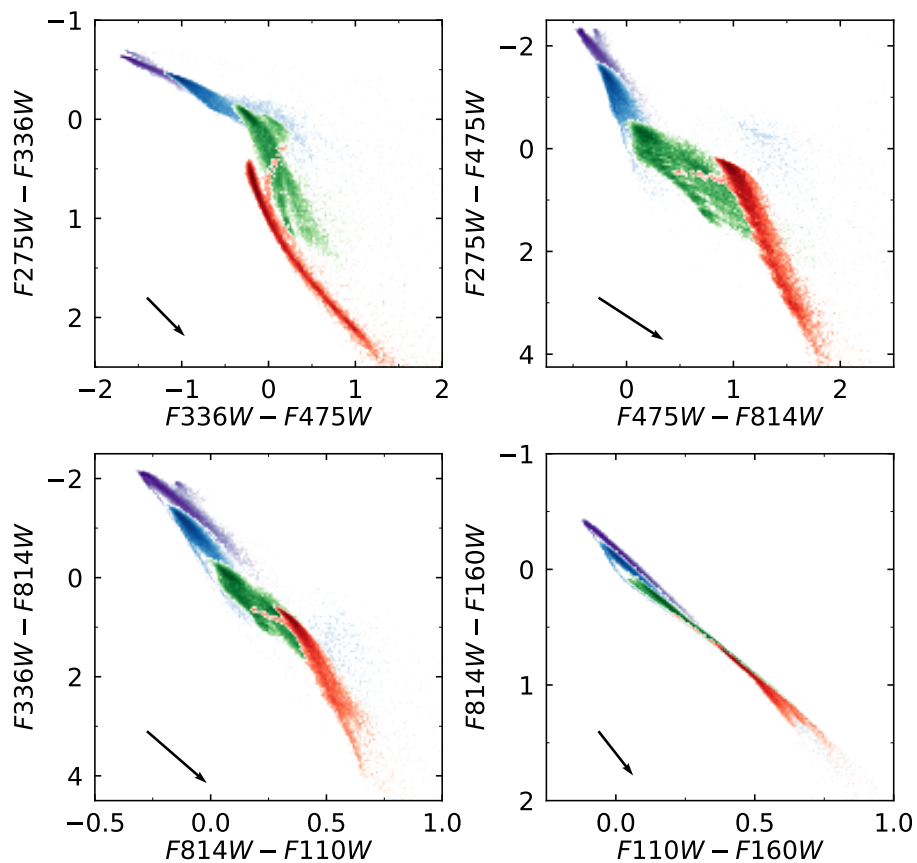
Fotometrinių spiečių savybių sklaida dėl stochastikos parodyta 4.2 ir 4.3 pav., kuriuose lyginami skirtingus parametrus turintys modeliai. 4.2 pav. skirtingomis spalvomis parodyti skirtingus metalingumus turintys modelių rinkiniai, kurių kiekvieną sudaro po  $10^3$  modelių su skirtingomis žvaigždžių masių užpildymo realizacijomis. Jų metalingumai siekia nuo šimtą kartų mažesnio už Saulės metalingumą (violetiniai modeliai) iki du su puse karto didesnio už Saulės metalingumą (raudoni modeliai). Siekiant pabrėžti skirtumus, jų amžius buvo fiksuotas ties 1 Gyr, o masė lygi  $10^2 M_{\odot}$ , nes stochastika tokiu atveju turi didžiausią įtaką.

Viršutinėse diagramose skirtingų metalingumų modeliai aiškiai atsiskiria vienas nuo kito, nes į juos įtraukti ultravioletiniai *F275W* FJ ryškiai, kurie yra jautriausi žvaigždžių metalingumui. Tuo tarpu palikus tik didesnio bangos ilgio ultravioletinę *F336W* FJ (apatinė kairė diagrama) skirtumai tarp modelių stipriai sumažėja. Jei naudojamos tik IR fotometrinės juostos (apatinė dešinė diagrama), tuomet visų metalingumų modeliai persikloja ir amžius tampa beveik visiškai išsigimęs. Dėl šios priežasties ultravioletinės FJ yra ypač svarbios siekiant patikimai atkurti spiečių parametrus.

4.3 pav. lyginami skirtingus amžių turinčių modelių skirstiniai. Šiuo atveju taip pat buvo fiksuotos  $10^2 M_{\odot}$  spiečių masės, tačiau įtraukti visi meta-



**4.2 pav.** Spalvos-spalvos diagramos vaizduojančios modelių pasiskirstymo priklausomybę nuo metalingumo. Skirtingomis spalvomis atitinkamai atvaizduoti  $[M/H] = -2,0$  (violetinė),  $-1,0$  (mėlyna),  $0,0$  (žalia) ir  $+0,4$  (raudona) metalingumai. Modelių amžius yra fiksuotas ties 1 Gyr, o masė ties  $10^2 M_{\odot}$ . Rodyklė rodo ekstinkcijos vektorių, kai  $A_V = 1$ .



**4.3 pav.** Spalvos-spalvos diagramos vaizduojančios modelių pasiskirstymo priklausomybę nuo amžiaus. Skirtingomis spalvomis atitinkamai atvaizduoti: 10 Myr (violetinė), 100 Myr (mėlyna), 1 Gyr (žalia) ir 10 Gyr (raudona) modeliai. Čia rodomi spiečių modeliai, kurių metalingumai yra nuo  $[M/H] = -2,2$  iki  $+0,4$ , tačiau modelinių spiečių masė yra fiksuota ties  $10^2 M_{\odot}$ . Rodyklė rodo ekstinkcijos vektorių, kai  $A_V = 1$ .

lingumai, siekiant geriau parodyti modelių apimamą erdvę. Parodytų spiečių amžiai yra nuo 10 Myr (violetiniai modeliai) iki 10 Gyr (raudoni modeliai). Didėjant modelių amžiui greičiausiai evoliucionuoja ir miršta didžiausios masės žvaigždės, kurios turi didžiausias temperatūras ir sklaidžia stiprią ultravioletinę spinduliuotę. Dėl šios priežasties didėjant amžiui smarkiai sumažėja spiečių ultravioletinės srities šviesis ir pradeda dominuoti vėsesnių žvaigždžių spinduliuotė. Praėjus daugiau nei 1 Gyr likusios santykinai mažos masės žvaigždės pradeda formuoti raudonųjų milžinių seką, todėl stebimas spalvos šuolis tarp 1 Gyr ir 10 Gyr modelių.

Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad ekstinkcijos vektorius kryptis diagramose beveik sutampa su metalingumo ir amžiaus pokyčių sukeltu poslinkiu. Kaip ir ekstinkcija, didėjantis metalingumas padaro objektus raudonesnius, nes sustiprėjusios metalų linijos dominuoja mėlynojoje spektro dalyje. Kadangi amžiaus didėjimas, kaip ir metalingumas bei ekstinkcija, sukelia sistemos spalvos rodiklio padidėjimą, visi šie trys parametrai turi amžiaus-metalingumo-ekstinkcijos išsigimimą. Šio išsigimimo išnarpliojimui yra ypač svarbūs ultravioletinės spinduliuotės stebėjimai, tačiau jie yra stipriausiai paveikti ekstinkcijos, kurią galima įvertinti pridėjus ekstinkcijos silpnai paveiktus IR stebėjimus, ir tokiu būdu atkuriant objekto spektrą.

## 4.2 Parametrų nustatymas

Spiečių parametrai nustatomi lyginant jų matavimus su modelių banku, kuris turi apimti visą tiriamą parametrų erdvę (Fouesneau & Lançon 2010; Fouesneau et al. 2014). Banko modeliai yra sugrupuoti į bendrus parametrus turinčius rinkinius, vadinamus mazgais, kuriems būdingas tam tikras spiečių amžius, masė ir metalingumas. Kiekvieną mazgą sudaro po 1000 modelių, kurie atitinka skirtingas IMF užpildymo žvaigždėmis realizacijas, tokiu būdu įskaitant stochastikos efektus. Banką sudarantys mazgai apima amžiaus intervalą nuo  $\log(t/yr) = 6,6$  iki  $10,1$  su  $0,05$  dex žingsniu, masės nuo  $\log(M/M_{\odot}) = 2,0$  iki  $6,5$  su  $0,05$  dex žingsniu ir metalingumus nuo  $[M/H] = -2,2$  iki  $+0,6$  su  $0,2$  dex žingsniu. Žvaigždžių ryškiai apskaičiuojami atliekant PARSEC 1,2S + COLIBRI PR16 (Marigo et al. 2017) žvaigždžių izochronų interpoliaciją. Šios izochronos neįskaito fotojonizacijos efektų dėl kurių atsiranda dulkių ir ūkų emisija, kuri būdinga jauniems spiečiams.

Spiečių šviesą paveikusi ekstinkcija yra įskaitoma modelių lyginimo su stebėjimais metu, o jos eksceso vertės gali kisti nuo  $E(B - V) = -0,03$  iki  $1,0$ . Neigiama ekstinkcijų vertė leidžiama, nes prieš lyginimą su modeliais visi stebėjimai yra atbalinami vidutine Paukščių Tako sukeliama ekstinkcija, kuri Andromedos galaktikos kryptimi lygi  $E(B - V) = 0,055$  (Schlafly & Finkbeiner 2011). Dėl didelio apžvalgos apimamo dangaus ploto ir nevienodo ekstinkcijos pasiskirstymo, nukrypimai nuo naudojamų vertės gali būti reikšmingi, todėl yra leidžiamos ir neigiamos jos vertės. Ekstinkcijos vertės kiekvienai fotometri-

**4.1 lentelė.** Minimalios paklaidos taikomos spiečių klasifikacijai.

<i>F275W</i>	<i>F336W</i>	<i>F475W</i>	<i>F814W</i>	<i>F110W</i>	<i>F160W</i>
0,06	0,03	0,02	0,03	0,06	0,06

**Pastabos.** Minimalios ryškių paklaidos priskirtos kiekvienai FJ, kurios naudojamos atrenkant geriausiai stebėjimus atitinkančius spiečių modelius.

nei juostai skaičiuojamos naudojantis Cardelli et al. (1989) ekstinkcijos kreive su standartiniu ekstinkcijos dėsniu  $R_V = 3,1$ .

4.2 pav. pateikti atskirų mazgų pavyzdžiai, tarp kurių amžius ir masė sutampa, o metalingumai yra lygūs  $[M/H] = -2,0$  (violetinė spalva),  $-1,0$  (mėlyna),  $0,0$  (žalia) ir  $0,4$  (raudona). Reikia atkreipti dėmesį, kad kiekvieną mazgą sudaro dvi sritys. Mėlynesnė sritis atstoja tas masių užpildymo realizacijas, kuriose nėra vėlyvosios stadijos žvaigždžių, tuo tarpu raudonesnė sritis yra labiau išplitusi ir šiose realizacijose atsirado bent viena ar daugiau vėlyvos stadijos žvaigždžių.

Lyginant stebėjimus su modeliais, iš banko atrenkami tik tie modeliai kurie daugiamatėje erdvėje yra tam tikru atstumu nuo stebėjimų, kuris nustatomas atsižvelgiant į matavimo paklaidas. Šis atstumas gali būti nuo 3 iki 6 kartų didesnis už matavimų paklaidas, priklausomai nuo sąlygos, kad bendras atrinktų modelių skaičius kiekvienam metalingumui siektų bent  $10^4$ . Toks modelių atrinkimas lemia tai, kad FJ, kurioms buvo gautos labai mažos matavimų paklaidos, suteikiamas per didelis svoris, todėl stipriai apribojama atrenkamų modelių imtis. Siekiant išvengti šio efekto, kiekvienai FJ buvo parinktas minimalus paklaidos dydis atliekant stebėjimų tikrinimą su modeliais. Parinktos minimalios paklaidų vertės pateiktos 4.1 lentelėje ir paremtos matavimų sklaida gauta 3 skyriuje.

Išsami informacija apie parametrų nustatymo metodiką ir atliktus testus su dirbtiniais spiečiais pateikiama de Meulenaer et al. (2015a) straipsnyje. Šiuo atveju klasifikacija paremta kiekvieno mazgo tikimybės skaičiavimu atitikti stebėjimus. Kiekvienam mazgui, kuriam yra atrenkamas bent vienas stebėjimus atitinkantis modelis, apskaičiuojama tikimybė, kuri yra lygi visų atrinktų modelių tikimybių sumai. Pagal de Meulenaer et al. (2017) (2) ir (3) formules vieno modelio tikimybė:

$$L_{\text{model}} = \prod_{f=1}^F \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_f} \exp \left[ -\frac{(\text{mag}_{f,\text{steb}} - \text{mag}_{f,\text{model}})^2}{2 \sigma_f^2} \right], \quad (4.3)$$

čia  $F$  yra naudojamų FJ skaičius,  $\sigma_f$  – matavimų paklaida  $f$  FJ,  $\text{mag}_{f,\text{steb}}$  – stebimas spiečiaus ryškis  $f$  FJ,  $\text{mag}_{f,\text{model}}$  – modelio ryškis  $f$  FJ. Tuomet viso mazgo tikimybė lygi:

$$L_{\text{mazgo}}(t, M, E(B - V), [M/H]) = \sum_{n=1}^N L_{\text{model}, n}, \quad (4.4)$$

čia  $t$ ,  $M$ ,  $E(B - V)$  ir  $[M/H]$  yra mazgo amžiaus, masės ir ekstinkcijos parametrai, o  $N$  – atrinktų mazgo modelių skaičius.

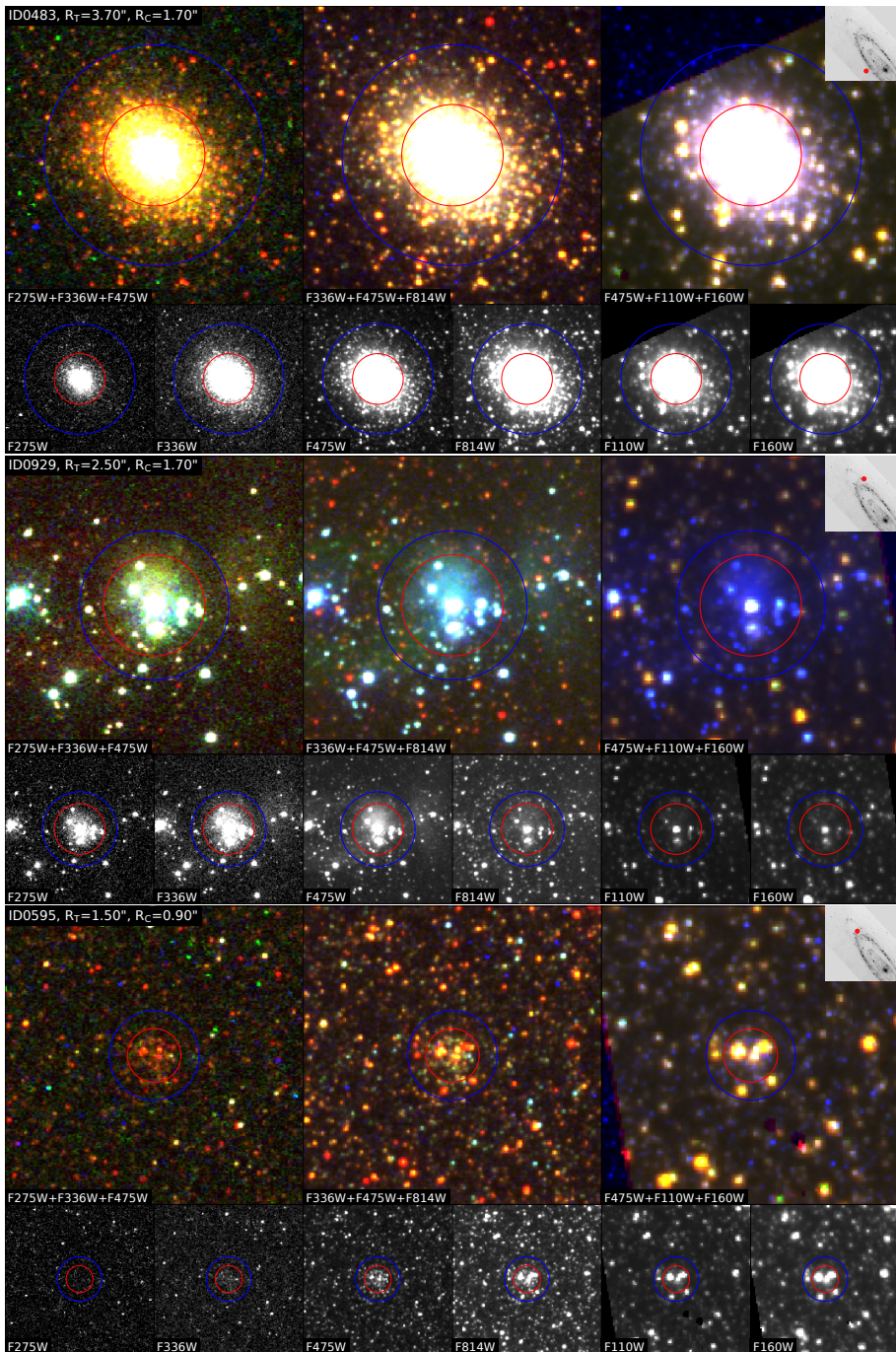
Tokiu būdu įvertinama kiekvieno atrinkto mazgo tikimybė atitikti stebėjimus ir galima pasirinkti labiausiai tikėtiną sprendinį. Tai sukelia tam tikrų problemų, nes didžiausią tikimybę turintis mazgas gali turėti tik vieną, į paklaidų apibrėžtą erdvę pakliuvusį, modelį, kuris gali tiksliai atitikti stebėjimus. Tokiu atveju atsitiktinai, dėl stochastikos, vienas gerai atitinkantis modelis gali turėti daug didesnę tikimybę nei mazgas su atrinktais šimtais modelių, kurie turi didesnius skirtumus nuo stebėjimų. Dėl šios priežasties mes papildėme parametrų gavimo metodiką įtraukdami visų atrinktų mazgų modelių parametrų bei spiečiaus žvaigždžių CMD analizę (parametrų nustatymo pavyzdžiai pateikti 4.4 skyrelyje). Tai leidžia atmesti aiškiai tikrovės neatitinkančius sprendinius.

### 4.3 Spiečių katalogas

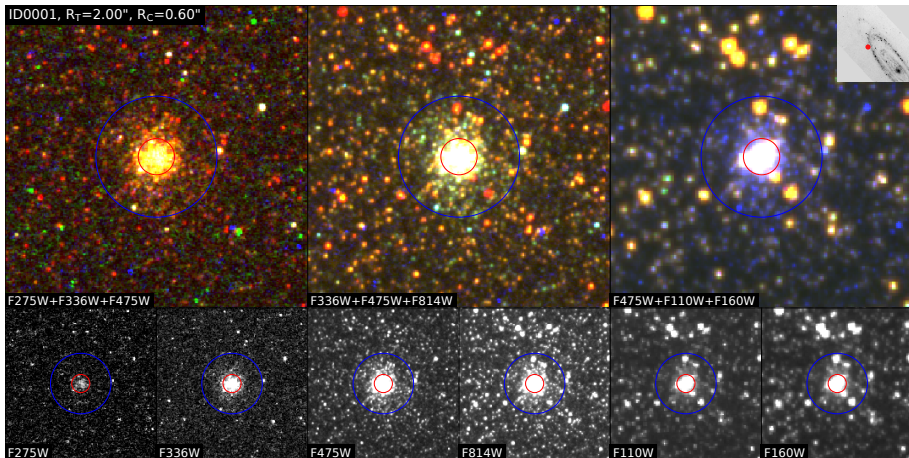
Spiečių parametrus nustatėme naudodamiesi 3 skyriuje gautais matavimais, tačiau dalį spiečių pašalinome iš tolesnės analizės. Mes vizualiai atrinkome ir pašalinome diskui nepriklausančius (kamuolinius), stipriai lauko žvaigždžių paveiktus spiečius bei gravitaciškai nesusietas žvaigždžių asociacijas. Pašalintų spiečių pavyzdžiai pateikti 4.4 pav., kuriame spiečius ID0483 yra senas ir masyvus kamuolinis spiečius, kurį galima atskirti pagal bendrą spiečiaus dydį, didelę žvaigždžių koncentraciją centre ir  $F336W + F475W + F814W$  nuotraukoje dominuojančias gelsvos spalvos žvaigždes. ID0929 yra jauna žvaigždžių asociacija, kuri neturi aiškios koncentracijos į centrą ir tikėtina, kad išsiardys per kelis milijonus metų. ID0595 yra mažos masės spiečius, kurio melsvas pagrindinės sekos žvaigždes nustelbia ryškios raudonosios milžinės. Nors yra tikimybė, kad dalis raudonosios milžinių sekos žvaigždžių priklauso spiečiui, tačiau taip pat matosi ir aplinkiniame lauke esančių panašaus ryškio ir spalvos žvaigždžių. Taip stipriai paveiktam spiečiui yra didesnė tikimybė gauti klaidingus sprendinius ir sunkiau išspręsti parametrų išsigimimus.

Peržiūrėjus visą spiečių katalogą, po atrinkimo iš 1181 liko 929 spiečių imtis, kuriems papildomai fiksavome Saulės metalingumą. Šį fiksavimą grindžiame tuo, kad visi likę spiečiai priklauso disko populiacijai ir turi turėti metalingumą artimą sauliniam. Papildomo parametro pašalinimas gerokai palengvino amžiaus, masės ir ekstinkcijos nustatymą.





**4.4 pav.** Spiečių parametŕų nustatymui iš katalogo pašalintų spiečių pavyzdžiai, nuotraukos atitinka 3.10 pav. ID0483 – kamuolinis spiečius, ID0929 – jauna žvaigždžių asociacija, ID0595 – ryškių lauko žvaigždžių paveiktas mažos masės spiečius.



4.5 pav. Spiečiaus ID0001 nuotraukos, atitinkančios 3.10 pav., rodo spiečių visose FJ.

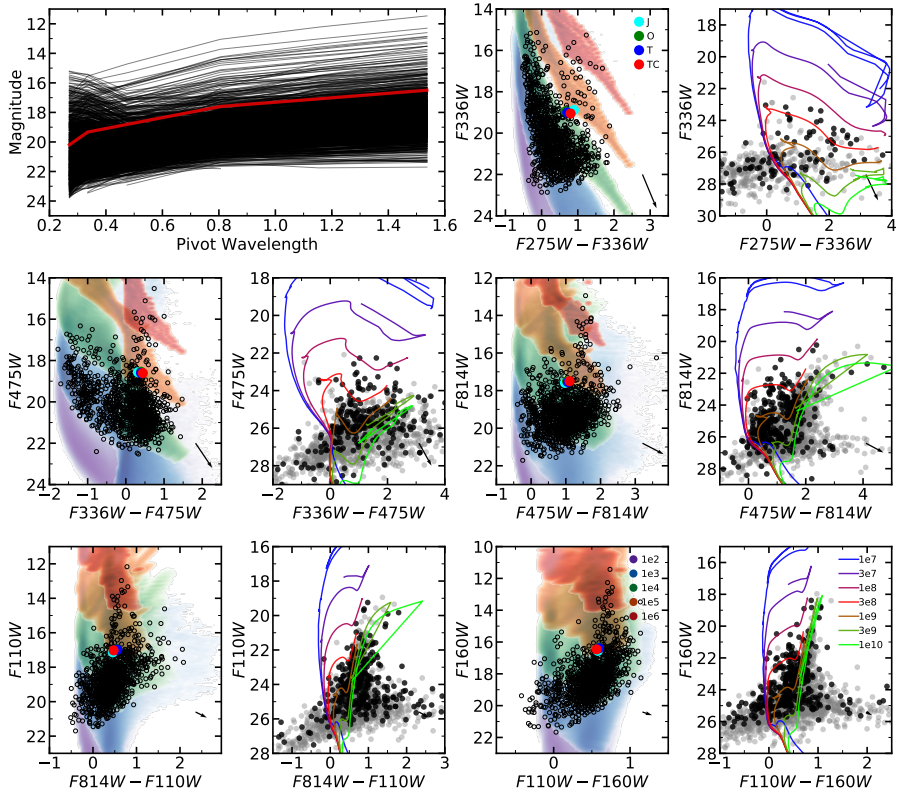
## 4.4 Nustatyti parametrai

### 4.4.1 Parametrų nustatymo pavyzdys

Šiame skyrelyje aptariamas spiečiaus ID0001 parametrų nustatymas remiantis integruotos fotometrijos matavimais. 4.5 pav. pateiktos spiečiaus ID0001 nuotraukos. Šis spiečius yra aiškiai matomas visose FJ ir turi tankią centrinę žvaigždžių koncentraciją. Jis yra toli nuo galaktikos centro (žr. viršuje dešinėje esantį intarpą), tačiau arti 10 kpc žiedo, todėl jį supa ir jaunos, ir senos lauko žvaigždės. Tai lemia, kad spiečiaus  $R_T$  apertūroje (mėlynas apskritimas) projektuojasi ir infraraudonojoje, ir ultravioletinėje srityse ryškios žvaigždės.  $R_C$  apertūra (raudonas apskritimas) parinkta taip, kad neapimtų žemiau ir į kairę nuo centro esančios UV srityje ryškios lauko žvaigždės bei žemiau ir į dešinę esančios IR srityje ryškios lauko žvaigždės. Ar gali lauko žvaigždžių populiacijai priklausyti abi minėtos žvaigždės galima spręsti pagal tai, kad panašios spalvos ir ryškio žvaigždžių yra spiečių supančiame lauke.

4.6 pav. parodytos ID0001 spiečiaus ir jo žvaigždžių CMD. Spiečių CMD fone atvaizduoti stochastiniai spiečių modeliai apimantys nuo  $10^2 M_\odot$  iki  $10^6 M_\odot$  (visos vertės pateiktos priešpaskutinėje diagramoje) ir amžius nuo 4 Myr iki 12 Gyr. Spiečiaus žvaigždžių CMD nubrėžtos izochronos nuo 10 Myr iki 10 Gyr (visos vertės pateiktos paskutinėje diagramoje) pagal kurias galima apytiksliai įvertinti spiečiaus amžių. Reikia atsižvelgti į tai, kad šiuo atveju spiečių supa jaunos UV ryškios lauko žvaigždės, kurios gerai atitinka 100 Myr amžiaus izochroną (tamsiai raudoną)  $F160W/(F110W - F160W)$  diagramoje. Tuo tarpu  $F814W/(F475W - F814W)$  diagramoje matosi, kad didžioji dalis žvaigždžių, kurios ir priklauso spiečiui, atitinka 1 Gyr amžiaus izochroną (rudos spalvos).

4.7 pav. pateiktos ID0001 spiečiui pagal gautą fotometriją atrinktų modelių dvimatės histogramos, įvairioms parametrų kombinacijoms. Histogramų

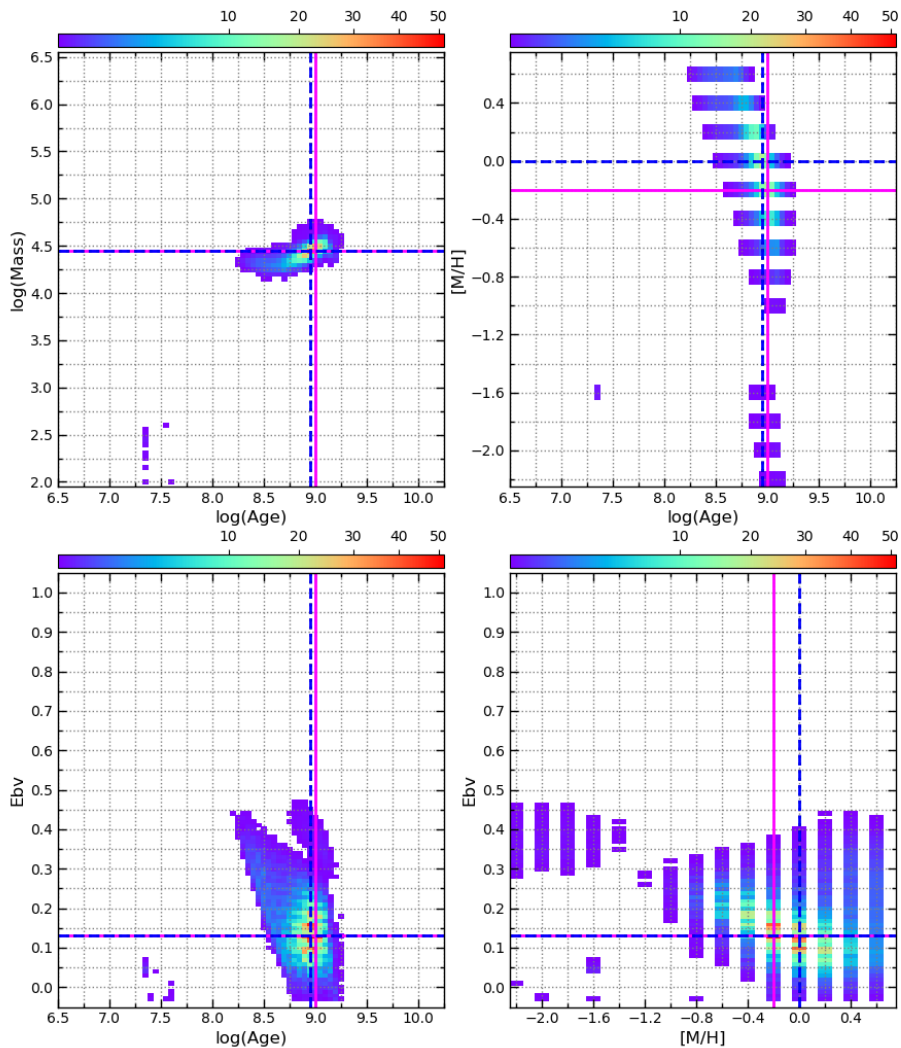


4.6 pav. Kaip ir 3.26 pav. tik ID0001 spiečiu.

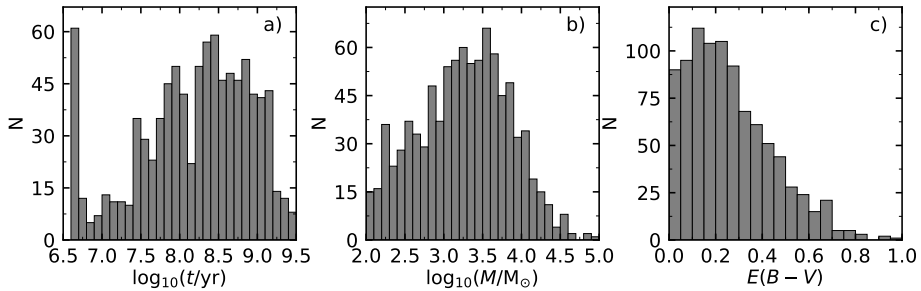
spalvos rodo atrinktų modelių skaičių tame taške. Nubrėžtos tiesės rodo labiausiai tikėtinus sprendinius, mėlyna – histogramų maksimumą, rožinė – labiausiai tikėtiną sprendinį esant laisvam metalingumui, juoda – labiausiai tikėtiną sprendinį fiksuojant Saulės metalingumą. Šiam spiečiui laisvo ir fiksuoto metalingumo sprendiniai sutampa. Gauti sprendiniai yra santykinai gerai apibrėžti visiems parametrams ir egzistuoja vienas išreikštas pikas visose histogramose. ID0001 spiečiui nustatyti parametrai tarp fiksuoto Saulės metalingumo, laisvo metalingumo bei histogramos maksimumo iš esmės nesiskiria ir atitinka  $m \simeq 2,8 \times 10^4 M_{\odot}$ ,  $t \simeq 900$  Myr,  $E(B - V) \simeq 0,13$  mag.

Didžioji dalis atrinktų modelių yra pasiskirstę aplink labiausiai tikėtiną sprendinį, tačiau taip pat egzistuoja ir mažai tikėtinas (pagal mažą atrinktų modelių skaičių) didesnės ekstincijos ( $E(B - V) \simeq 0,4$ ), tačiau mažesnio metalingumo ( $[M/H] \simeq -2,0$ ) sprendinys. Šio papildomo sprendinio atsiradimą lemia jau minėtas parametru išsigimimas, tačiau jį galima atmesti ir pagal mažą jo tikimybę ir pagal tai, kad toks mažas padrikojo spiečiaus metalingumas yra mažai tikėtinas M31 galaktikoje (Gregersen et al. 2015). Didžiausi neapibrėžtumai yra metalingumo nustatyme, kuris galėtų siekti  $\pm 0,4$ , tačiau tai yra





4.7 pav. Spiečiaus ID0001 klasifikavimo diagramos. Dvimatėse histogramose pateikti atrinktų modelių pasiskirstymai įvairiose masės, amžiaus, metalingumo ir ekstinkcijos kombinacijose. Spalvos atitinka atrinktą modelių skaičių kiekviename taške. Raudonesnės spalvos atitinka didesnį modelių skaičių, mėlynesnės – mažesnį, o baltose srityse nebuvo atrinktas nei vienas modelis. Nubrėžtomis tiesėmis atvaizduoti gauti sprendiniai: mėlyna punktyrinė atitinka histogramų maksimumą; rožinė išsitiesinė – labiausiai tikėtina sprendinių įtraukus 4.4 formulėje gautus svorius; juoda taškuota – labiausiai tikėtina sprendinių fiksuojant Saulės metalingumą (šiuo atveju sutampa su rožine linija).



**4.8 pav.** Nustatytų amžių (a), masių (b) ir ekstinkcijų (c) histogramos spiečiams su fiksuotais Saulės metalingumais.

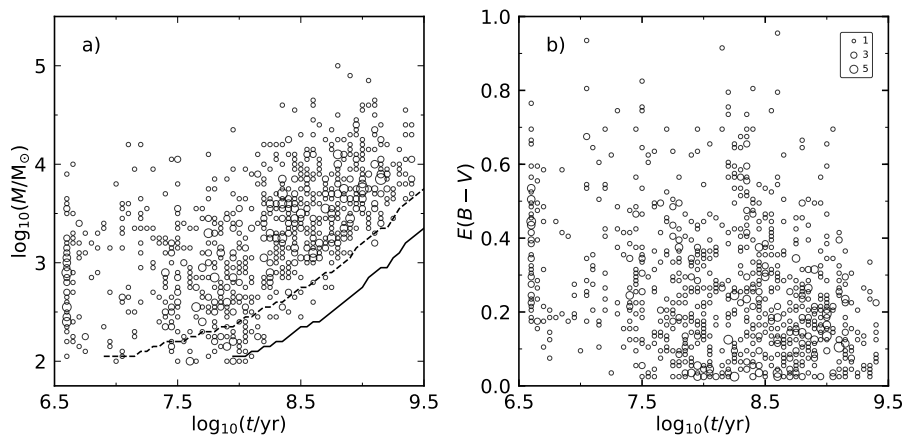
ypač geras rezultatas naudojantis plačiajuoste fotometrija. Pavienius modelius išsibarsčiusius po diagramas galima paaiškinti tuo, kad jie buvo atrinkti dėl stochastikos sukkelto pasiskirstymo plačioje ryškių erdvėje.

#### 4.4.2 Katalogo analizė

4.8 pav. a) skydelyje parodyta nustatytų amžių histograma visiems klasifikuojamiems spiečiams, esant fiksuotam Saulės metalingumui. Spiečių skaičiaus pikai esantys ties,  $\sim 30$  Myr,  $\sim 80$  Myr ir  $\sim 250$  Myr gali atspindėti galaktikoje buvusius žvaigždėdaros žybsnius. Didelis skaičius jauniausių 4 Myr amžiaus spiečių apima ne tik gravitaciškai susietas žvaigždžių sistemas, bet ir žvaigždžių asociacijas, kurios išsiardys per kelis milijonus metų. Tuo tarpu stipriai sumažėjęs spiečių skaičius ties 10 Myr gali atspindėti jaunų spiečių mirtingumą (angl. infant mortality, žr. Krumholz et al. 2019), arba stipriai susilpnėjusią žvaigždėdarą galaktikoje po žybsnio prieš  $\sim 30$  Myr. Stipriai sumažėjusį senesnių nei 1 Gyr amžiaus spiečių skaičių galima paaiškinti spiečių suardymu, kurį sukelia sąveika su kitais galaktikos objektais, pavyzdžiui, su masyviais molekuliniais debesimis.

Tiriamų spiečių masės (b skydelis) yra nuo  $10^2 M_{\odot}$  iki  $10^5 M_{\odot}$ , tačiau didžioji dalis spiečių turi mases iki  $10^4 M_{\odot}$ . Statistiškai gamtoje turėtų daugiausiai susiformuoti mažos masės spiečių, tačiau jų mažą skaičių mūsų imtyje lemia du pagrindiniai faktoriai: mažos masės spiečiai yra nedidelio šviesio, todėl ne visi jie aptinkami, ypač centrinėse galaktikos dalyse; nuo masės priklauso suardymo tikimybė (angl. mass-dependant disruption žr. Krumholz et al. 2019). Dėl šių priežasčių ilgiausiai išgyvena ir daugiausiai aptinkami didesnės masės spiečiai, todėl masių skirstinys ties mažomis masėmis yra labai paveiktas selekcijos efektų.

c) skydelyje atvaizduota suminė PT ( $E(B-V)_{PT} = 0,055$ ) ir M31 galaktikos ekstinkcija. Gautas skirstinys parodo kiek stipriai spiečiaus šviesa yra paveikta tarpžvaigždinių dulkių sugerties ir sklaidos. Ekstinkcijos vertės gali stipriai svyruoti priklausomai nuo to ar spiečius yra už ar prieš galaktikos diską ir jame esančius dulkių debesis. Taip pat didesnės ekstinkcijos vertės turės arti

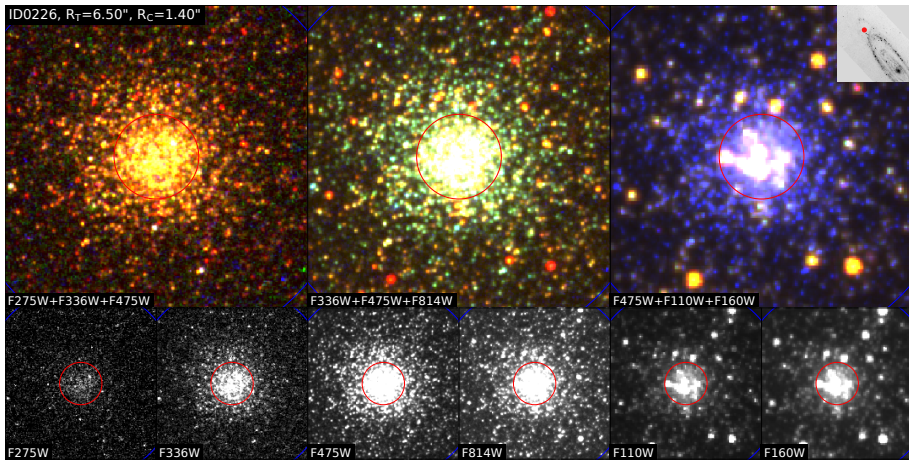


**4.9 pav.** Spiečių masės (a) ir ekstinkcijos (b) verčių priklausomybė nuo amžiaus. Simbolių dydžiai rodo persiklojančių spiečių skaičių. Juodos linijos rodo spiečių aptikimo ribas ties absoliutiniais ryškiais  $M_{F475W} = -2$  mag (ištisinė) ir  $-3$  mag (punktyrinė).

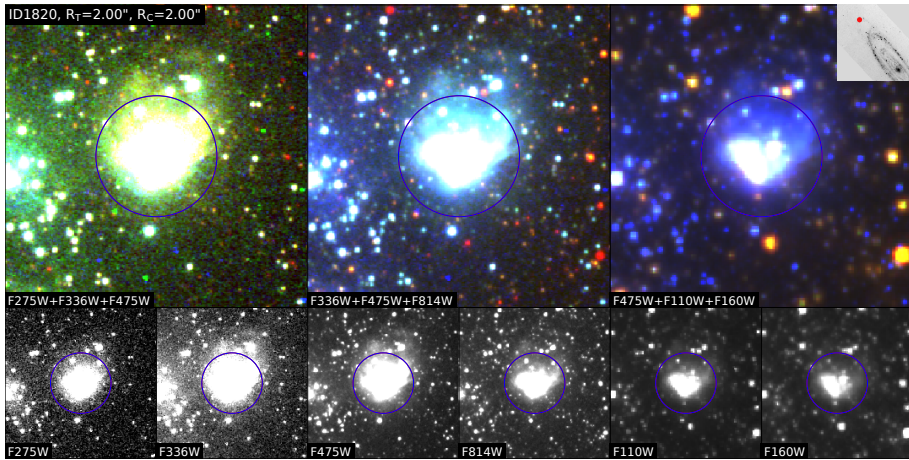
žvaigždėdaros sričių esantys spiečiai, kuriose yra didžiausias molekulinis debesų skaičius.

4.9 pav. parodytos nustatytų spiečių masės (a) ir ekstinkcijos (b) verčių priklausomybės nuo amžiaus. Simbolių dydžiai rodo tame pačiame taške persiklojančių spiečių skaičių. Jauniausi spiečiai dažniausiai yra didelės žvaigždžių asociacijos, kurių žvaigždės tarpusavyje silpnai susietos. Jų masės siekia iki  $10^4 M_{\odot}$ , o didžiosios dalies mažiau nei  $10^3 M_{\odot}$  ir gerokai skiriasi nuo seniau susiformavusių spiečių, kurių didelės dalies masės viršija  $10^4 M_{\odot}$ . Šis masių skirtumas gali reikšti, kad žvaigždėdara M31 galaktikoje buvo daug aktyvesnė prieš 1 Gyr ir senesniais laikotarpiais, o dabar yra gerokai sulėtėjusi. Vienas iš masyviausių spiečių mūsų imtyje yra ID0226 (4.10 pav.), kurio masė yra panaši į kamuolinio spiečiaus, tačiau melsva žvaigždžių spalva rodo santykinai jauną amžių.

Kaip minėta anksčiau, spiečių skaičiaus sumažėjimas ties 10 Myr, lyginant su pačiais jauniausiais spiečiais, gali rodyti jų mirtingumą ir išsiardymą palikus dujų debesis, kuriuose jie formavosi. Atsiradusią spiečių masių priklausomybę nuo amžiaus ir mažos masės bei senų spiečių trūkumą (grafiko apatinėje dešinėje dalyje), galima paaiškinti selekcijos efektais, kuomet spiečiams senstant mažėja jų šviesis ir juos tampa vis sunkiau aptikti. Šią priklausomybę gerai atspindi juodomis linijomis parodyta spiečių modelių, kurių absoliutiniai ryškiai  $F475W$  FJ yra lygūs  $-2$  mag (ištisinė) ir  $-3$  mag (punktyrinė), aptikimo ribos priklausomybė nuo spiečiaus amžiaus ir masės. Taip pat laikui bėgant vis stipriau turėtų pasireikšti nuo spiečiaus masės priklausantis ardymas, kuris gali sąlygoti senų ir mažos masės spiečių trūkumą. Sankaupa ties vidutiniu amžiumi ( $\sim 100$  Myr) ir maža mase ( $\sim 100 M_{\odot}$ ) yra sudaryta iš daugiausiai stipriai



4.10 pav. Kaip ir 3.10 pav. tik parodytas masyvus spiečius ID0226.

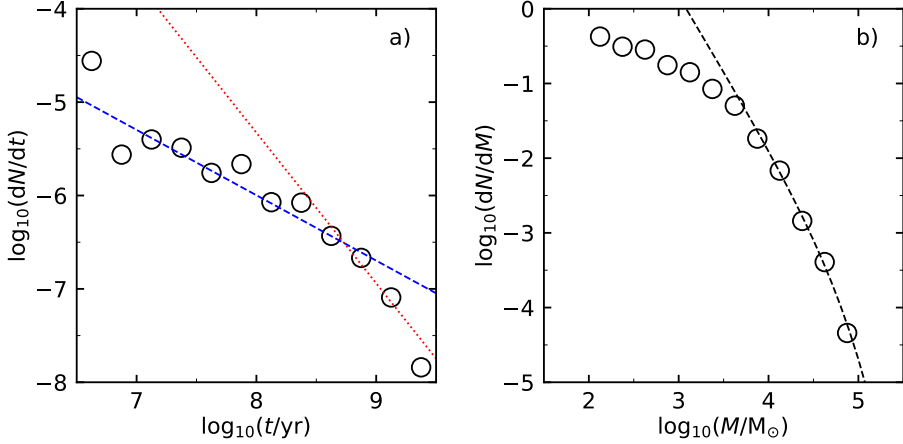


4.11 pav. Kaip ir 3.10 pav. tik parodytas jaunas spiečius ID1820, kurį supa jaunų žvaigždžių jonizuotas ūkas.

koncentruotų spiečių arba spiečių, kurių apertūrose projektuojasi raudonos fono žvaigždės ir dėl mažos masės jiems tai turi ypač didelę įtaka parametrum nustatymui, tokiu būdu dirbtinai padidinant jų amžių.

b) skydelyje parodytoje ekstinkcijos priklausomybėje nuo amžiaus, didesnė ekstinkcija yra būdinga jauniems spiečiams, kurie yra žvaigždėdaros srityse turinčiose didelius kiekius tarpžvaigždinių debesų. Tai gali rodyti, kad šie jauni spiečiai ir asociacijos dar nėra palikę dujų debesų kompleksų, kuriuose formavosi, pvz. jauną spiečių ID1820 (4.11 pav.) supa ūkas. Tuo tarpu senesni spiečiai dėl migracijos yra pasklidę plačiau po galaktiką ir tikimybė būti uždengtiems tarpžvaigždinių dulkių yra mažesnė. Mažiausios ekstinkcijų vertės yra būdingos tik spiečiams senesniems nei 30 Myr ir gali atspindėti laiko tarpą per kurį jauni spiečiai arba palieka arba išsklaido aplinkinius debesis.

Tiriamų spiečių skaičiaus pasiskirstymas pagal amžių ir masę pavaizduotas



**4.12 pav.** Spiečių skaičiaus priklausomybė (juodi apskritimai) nuo amžiaus (a) ir masės (b). (a) skydelyje mėlyna punktyrinė linija rodo aptinkamų spiečių skaičiaus mažėjimą jiems senstant ir darantis vis blausesniais, o raudona taškinė linija – spiečių skaičiaus mažėjimą dėl aplinkos sukkelto ardymo (pagal Boutloukos & Lamers 2003; Gieles 2009). (b) skydelyje punktyrinė linija atitinka Schechter funkciją (Gieles 2009), kurios charakteringa masė lygi  $5 \times 10^4 M_{\odot}$ .

4.12 paveikslėlyje. Pasiskirstyme pagal amžių (a skydelis) mėlyna punktyrinė linija rodo aptinkamų spiečių skaičiaus mažėjimą jiems senstant, nes dėl mažėjančio šviesio jie patenka už aptikimo ribos. Matosi aiškus skirtumas tarp jauniausio taško ir sekančio po jo, kuris yra mažesnis už senesnius taškus, o tai galima paaiškinti sumažėjusia žvaigždėdaros sparta, selekcijos efektais bei jaunų spiečių mirtingumu. Lyginant taškų pasiskirstymą su linija, rodančią spiečiaus skaičiaus mažėjimą dėl amžiaus, matomi visi trys 30, 80 ir 250 Myr amžiaus žvaigždėdaros suaktyvėjimai. Tuo tarpu ties didesniais nei  $\sim 500$  Myr amžiais spiečių skaičius pradeda mažėti daug sparčiau nei numatoma dėl selekcijos efektų. Raudona taškinė linija atvaizduotas spiečių skaičiaus pokytis dėl spiečių ardymo, kuris priklauso nuo spiečių masės (pagal Boutloukos & Lamers 2003; Gieles 2009). Ardymo modeliavimas pagrįstas prielaida, kad tam tikros masės spiečius ties tam tikru amžiumi yra iškart išardomas, todėl mažesnės masės spiečiai išgyvena trumpesnę laiko tarpą už masyvesnius. Ardymas, lyginant su spiečių skaičiaus mažėjimu dėl blašymo, paaiškina spiečių skaičiaus mažėjimą ties  $\gtrsim 500$  Myr amžiais.

Spiečių skaičiaus pasiskirstymas pagal masę pavaizduotas (b) skydelyje rodo staigų didelės masės spiečių skaičiaus mažėjimą. Mūsų priderintos Schechter funkcijos (Gieles 2009) charakteringa masė lygi  $M_C = 5 \times 10^4 M_{\odot}$ . Tai yra didesnė vertė nei gauta Johnson et al. (2017,  $8,5 \times 10^3 M_{\odot}$ ), bet mažesnė nei pietvakarinėje galaktikos dalyje gavo Vansevičius et al. (2009,  $2,0 \times 10^5 M_{\odot}$ ). Skirtumą, lyginant su Johnson et al. (2017) rezultatu, galima paaiškinti tuo, kad jie analizavo tik jaunesnius nei 300 Myr amžiaus spiečius, tuo tarpu mūsų



imtis apima ir didesnius nei 1 Gyr amžius, kai galaktikoje galėjo vykti daug spartesnė žvaigždėdara ir susiformuoti didesnės masės spiečiai. Didžioji dalis spiečių, pavaizduotų 4.9 pav. ir turinčių didesnę nei  $10^4 M_{\odot}$  masę, yra senesni nei 300 Myr. Skirtumą, lyginant su Vansevičius et al. (2009) rezultatu, galima paaiškinti, tuo, kad jų spiečių imtis dėl selekcijos efektų apėmė tik didesnės masės spiečius, todėl lūžio taškas ties mažesnėmis masėmis gali būti neišskirtas.

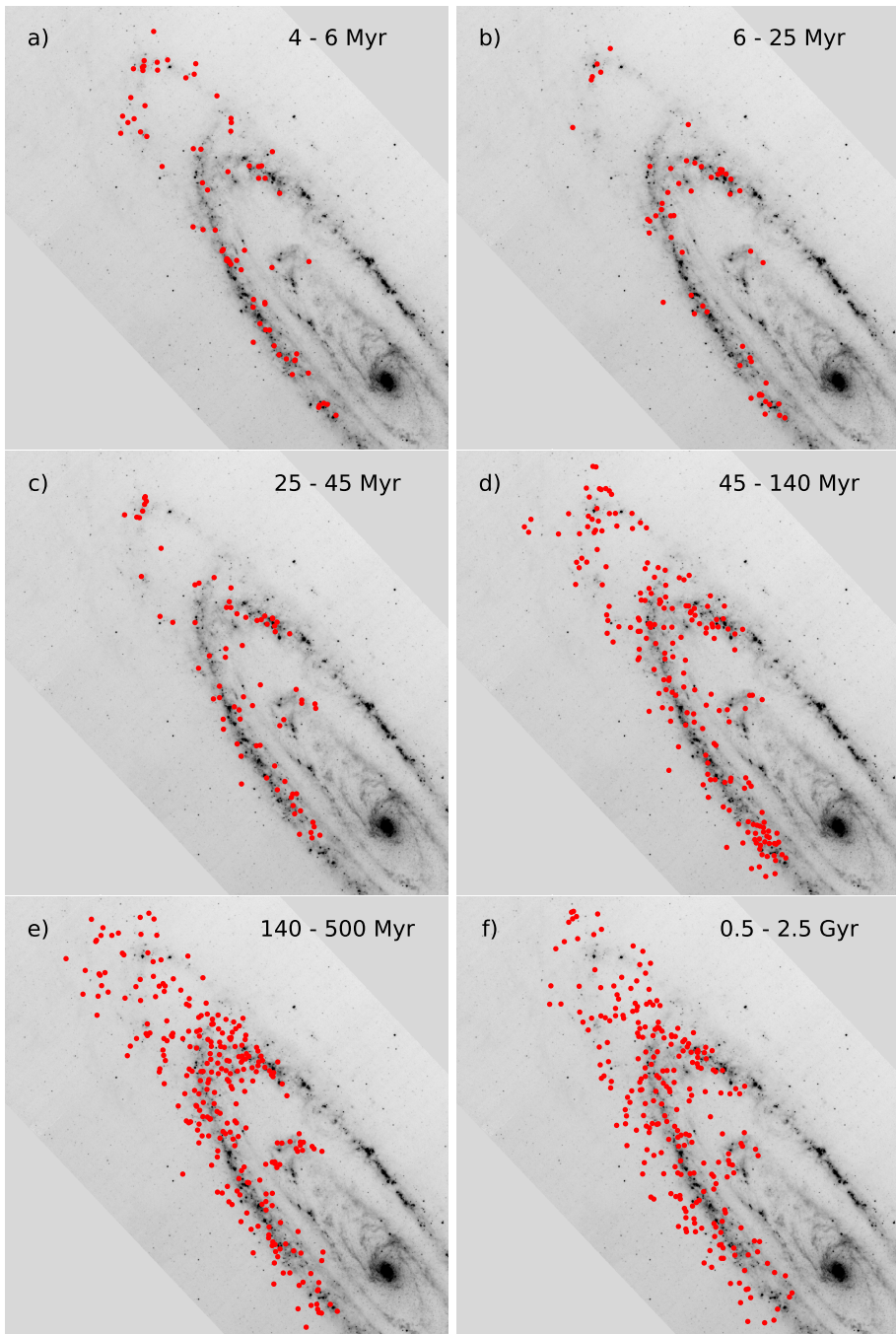
4.13 pav. pavaizduoti spiečių erdviniai pasiskirstymai skirtinguose amžių intervaluose. Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad apsisukimo periodas, ties 10 kpc žiedu, yra apie 250 Myr, todėl jauni spiečiai yra arti savo formavimosi sričių, tuo tarpu senesnių spiečių pasiskirstymas vis stipriau yra paveiktas migracijos. Taip pat reikia atkreipti dėmesį, kad naudojamos apžvalgos duomenys apima tik ribotą galaktikos dalį (žr. 3.1 pav.).

Išoriniame žvaigždėdaros žiede yra daug jauniausių spiečių (a skydelis), taip pat didelis jų skaičius, šioje srityje, susiformavo prieš 45 – 140 Myr (d skydelis), tačiau žvaigždėdara buvo beveik užgesusi 6 – 45 Myr laikotarpiu ir vyko tik santykinai mažose srityse. Suintensyvėjusį spiečių formavimąsi jauniausiuose amžiuose galima paaiškinti ir tuo, kad išoriniame žiede daugiausiai formuojasi gravitaciškai nesusietos žvaigždžių asociacijos, kurios senesniuose amžių intervaluose jau yra išsiardžiusios. Srityje tarp išorinio ir 10 kpc žiedo spiečiai beveik nesiformuoja pastaruosius 140 Myr, o senesni spiečiai ten galėjo atsirasti dėl migracijos arba dėl toje srityje seniau vykusios žvaigždėdaros. Tuo tarpu srityje tarp 10 kpc ir vidinio žiedo spiečių nėra beveik visuose laikotarpiuose. Taip pat reikėtų atkreipti dėmesį į žvaigždėdaros žybsnį įvykusį pietrytinėje tiriamojo lauko dalyje prieš 45 – 140 Myr (d skydelis), kurį rodo gerokai išaugęs spiečių skaičius toje srityje. Tai gali rodyti, kad žvaigždėdaros suintensyvėjimas matomas visoje galaktikoje galėjo būti sukeltas įvykusios sąveikos toje srityje.

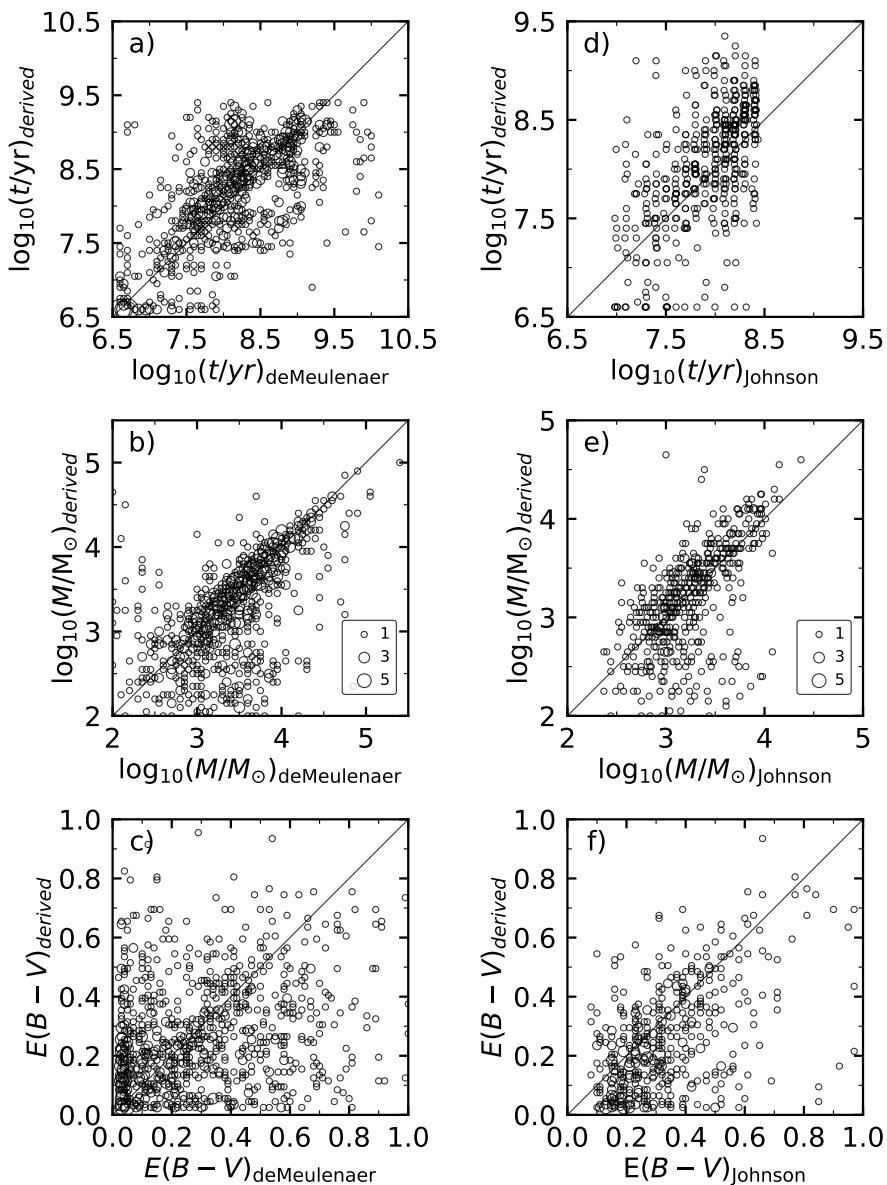
Aukšta duomenų kokybė leidžia tirti platų spiečių masių ir amžių intervalą didelėje galaktikos srityje. Mūsų gauti rezultatai rodo, kad M31 galaktikoje žvaigždėdara periodiškai suintensyvėja, o spiečiai pastaruosius 500 Myr beveik išimtinai formavosi šiuo metu matomuose dujų ir dulkių žieduose.

## 4.5 Nustatytų parametų palyginimas

4.14 pav. lyginami mūsų gauti spiečių parametrai su kitomis publikacijomis. Dešiniame stulpelyje (a-c skydeliai) lyginami mūsų ir de Meulenaer et al. (2017) gauti tos pačios spiečių imties amžiai, masės ir ekstinkcijos. de Meulenaer et al. (2017) naudojo tą pačią spiečių parametų nustatymo metodiką, tačiau rėmėsi Johnson et al. (2015) publikuotais spiečių ryškiais bei naudojosi spiečių banku sugeneruotu pagal senesnes izochronas. Abiem atvejais visiems spiečiams yra fiksuotas Saulės metalingumas. Nors egzistuoja bendras amžiaus proporcingumas, tačiau taip pat yra sisteminis poslinkis, rodantis senesnius mūsų gautus spiečių amžius. Sistematinis pokyčius gali sukelti naudojamos naujos izochronos, kurios lyginant su senesniu variantu, naudotu de Meulenaer et al.



**4.13 pav.** Spiečių erdvinis pasiskirstymas įvairiuose amžių intervaluose. Intervalai parinkti pagal spiečių skaičiaus skirstinį gautą amžiaus histogramoje (4.8 pav.) ir apima spiečių skaičių maksimumus arba minimumus, atspindinčius skirtingas žvaigždėdaros epochas galaktikoje. Šiaurė yra nukreipta į viršų, o rytai į kairę.



**4.14 pav.** Spiečių parametrų palyginimas su de Meulenaer et al. (2017, kairėje) ir Johnson et al. (2016, dešinėje) rezultatais. Lyginami amžiai (viršutinė eilutė), masės (vidurinė eilutė), ekstinkcijos (apatinė eilutė). Dėl lengvesnio palyginimo Johnson et al. (2016) parametrai yra silpnai patriukšminti. Simbolių dydžiai rodo persiklojusią spiečių skaičių.

(2017), skiriasi ir pagrindinės sekos ir vėlesnių evoliucijos stadijų srityse. Blogiausiai sutampa ekstinkcija, kuri beveik nekoreliuoja. Tai gali lemti pagerinti fotometrinių duomenų, kuriuose nėra lauko žvaigždžių efektų, apsunčiančių ekstinkcijos nustatymą. Ekstinkcijos nesutapimas ir amžiaus-ekstinkcijos išsigimimas lemia padidėjusį amžių išsibarstymą nuo  $\sim 100$  Myr iki  $\sim 1$  Gyr. Spiečių masė daugiausiai priklauso nuo integruoto spiečiaus ryškio, todėl gautas geras sutapimas, ypač didelės masės spiečiams. Didžiausi masių skirtumai yra žvaigždžių asociacijoms, kurioms buvo pakeistos centro koordinatės bei apertūrų dydžiai, stipriau apribojantys į jas įeinančių žvaigždžių skaičių.

4.14 pav. dešiniame stulpelyje (d-f skydeliai) lyginami mūsų nustatyti spiečių parametrai su Johnson et al. (2016) rezultatais, kuriuos jie gavo naudodamiesi Williams et al. (2014) žvaigždžių katalogu ir sudarydami spiečių žvaigždžių CMD. Jie nustatė spiečių amžius iki 300 Myr, nes PHAT duomenų tikslumo neužtenka išskirti senesnių žvaigždžių populiacijų posūkio taško, kuris reikalingas tiksliam amžiaus įvertinimui. Visų spiečių metalingumai yra fiksuoti ties Saulės vertėmis. Tarp nustatytų amžių taip pat egzistuoja sisteminis amžių poslinkis, kuris lemia pas mus nustatytus senesnius amžius. Reikia atkreipti dėmesį, kad daliai spiečių, kuriems mes nustatėme jauniausius amžius (4 Myr), Johnson et al. (2016) nustatė amžius siekiančius kelis šimtus Myr. Tokie skirtumai būdingi mažos masės spiečiams, kurių apertūrose projektuojasi raudonos lauko žvaigždės ir atitinka 4.9 pav. a) skydelyje esančius mažos masės ( $\sim 100 M_{\odot}$ ) ir senesnius ( $> 30$  Myr) spiečius. Ekstinkcijos vertės tarp jų ir mūsų rezultatų yra proporcingos, nors turi didelę sklaidą, o blogiausi atitikimai taip pat būdingi mažos masės spiečiams, kurių matavimai paveikti raudonų lauko žvaigždžių ir tai lemia didesnes gautas vertes. Spiečių masės tarp mūsų ir jų rezultatų yra proporcingos, o didelę sklaidą gali lemti tai, kad Johnson et al. (2016) turėjo ekstrapoliuoti neaptiktų žvaigždžių skaičių pagal IMF atsižvelgdami tik į nedidelį masyviausių žvaigždžių skaičių.

Palyginimas su kitų autorių rezultatais rodo, kad mažiausios masės spiečių parametrai gali būti nustatomi naudojantis apertūrinę fotometriją, tik tokiais atvejais, kai jie yra neužteršti lauko žvaigždėmis. Mažos masės, o tuo pačiu ir mažo šviesio spiečiams, net ir viena lauko žvaigždė gali turėti didelę įtaką nustatomiems parametrams, tuo tarpu didesnės masės spiečiai yra mažiau jautrūs šiam efektui.

## 5 skyrius

# Aplinkos įtaka spiečių formavimuisi

### 5.1 Įvadas

Galaktikose, kuriose nevyksta intensyvi žvaigždėdara, vadinama žvaigždėdaros žybsniu (angl. starburst), tik 1 – 3% molekulinio debesies dujų virsta žvaigždėmis per jiems būdingą dinaminį laiką (McKee & Ostriker 2007; Krumholz & Tan 2007; Krumholz et al. 2012a). Prasidėjus žvaigždėdarai molekulinių debesų gyvavimo laikotarpis priklauso nuo jų dydžio, mažiausi 1 – 3 pc spindulio debesys gali būti išardomi per 1 – 3 Myr dėl atsiradusio žvaigždžių grįžtamojo ryšio (Allen et al. 2007; Hartmann et al. 2001), tuo tarpu didžiausi molekuliniai debesys gali išgyventi iki 30 Myr (Williams & McKee 1997; Kawamura et al. 2009; Dobbs & Pringle 2013). Nors tarpžvaigždinių debesų gyvavimo trukmės gali stipriai skirtis, tačiau taip pat skiriasi ir jų dinaminis laikas, kuris apibrėžiamas kaip debesies dydžio ir dujų greičių dispersijos santykis. Tai lemia, kad tarpžvaigždiniai debesys žvaigždes formuoja tik kelis dinامينius laikus, todėl tik mažiau nei 10% debesies masės tampa žvaigždėmis (Williams & McKee 1997; Hartmann et al. 2001; Kawamura et al. 2009; Dobbs & Pringle 2013).

Esant mažam žvaigždėdaros efektyvumui didžioji dalis debesyje susiformuojančių spiečių išsiardo netrukus po molekulinio debesies suardymo (Krumholz et al. 2019). Tai atsitinka todėl, kad didžioji masės dalis, kuri gravitaciškai laiko dujas ir žvaigždes gali būti pašalinama pvz. įvykus supernovos sprogimui ir dėl sumažėjusio gravitacinio potencialo žvaigždžių spiečius išsisklaido. Molekulinių debesų modeliai rodo, kad žvaigždėdaros efektyvumas debesyje turėtų siekti apie 10 – 30% norint, kad išsisklaidžius debesiui neišsiardtų ir spiečius (Geyer & Burkert 2001; Baumgardt & Kroupa 2007). Šios sąlygos gali būti patenkinamos tankiausiose molekulinio debesies srityse, kuriose dinaminis laikas trumpesnis, todėl formuojasi stipriau gravitaciškai surištos žvaigždės, nors bendras debesies žvaigždėdaros efektyvumas gali išlikti mažas (Kruijssen 2012, 2013). Didžiausi debesys, kurių masė siekia daugiau nei  $7 \times 10^6 M_{\odot}$  gali atlaikyti žvaigždžių grįžtamąjį ryšį (vėjus bei fotojonizaciją) ir tokiu būdu suformuoti didelės žvaigždžių koncentracijas turinčius kamuolinius spiečius (Kroupa & Boily 2002; Bressert et al. 2012). Tuo tarpu mažesnės masės molekulinuose debesyse žvaigždėdara turėtų būti daug efektyvesnė, kad suformuotų tokios didelės masės ir koncentruotus spiečius (Escala & Larson 2008; Larsen 2010).

Manoma, kad žvaigždėdaros spartą debesyje valdo savireguliacija atsirandanti tarp debesų ardančio žvaigždžių grįžtamojo ryšio bei debesies savigravitacijos (Thompson et al. 2005). Dėl šios priežasties molekulinį debesį veikiant išoriniu slėgiu galima padidinti jame vykstančios žvaigždėdaros spartą, o tuo

pačiu ir efektyvumą (Zubovas et al. 2013). Padidėjęs išorinis slėgis gali ne tik padidinti žvaigždėdaros spartą jau žvaigždes formuojančiame debesyje, bet ir ją pradėti iki tol nekolapsuojančiuose debesyse (Maji et al. 2017; Renaud 2018). Norint teoriniais modeliais patikrinti išorinio slėgio įtaką molekulinio- se debesyse vykstančiai žvaigždėdarai, reikia detalių individualių debesų mode- lių, kurie šiuo metu yra labai supaprastinti galaktinius mastelius apimančiuose modeliuose.

## 5.2 Aplinkos slėgio įtaka

Molekulinius debesis supančios tarpžvaigždinės erdvės slėgis gali priklausyti nuo įvairių veiksnių: jaunų masyvių žvaigždžių spinduliuotės, supernovų su- keltos smūginės bangos, sąveikos su kitomis galaktikomis (Ricker 1998) bei aktyvaus galaktikos branduolio (Gaibler et al. 2012; Zubovas & King 2012). Spinduliuotės ar smūginės bangos sukeltas aplinkos slėgio padidėjimas gali ap- gaubti tankiausias dujų sankaupas debesyje, jas suslėgti ir tokiu būdu padidinti dujų tankius. Tai lemia didesnį žvaigždėdaros efektyvumą ir stipriau gravita- ciškai surištas spiečiaus žvaigždes, todėl tai yra būtina sąlyga norint suformuoti masyvius kamuolinius spiečius (Elmegreen & Efremov 1997).

### 5.2.1 Teorinis pagrindimas

Įvertindami išorinio slėgio įtaką GMC evoliucijai mes darome prielaidą, kad jo masė yra lygi  $10^5 M_\odot$ . Tokia debesų masė yra tipiška Paukščių Takui nors labiau atitinka didesnės masės debesis (Roman-Duval et al. 2010). Remiantis Larson (1981) ir Solomon et al. (1987) debesų dydžio priklausomybėmis, to- kios masės debesis skersmuo turėtų siekti apie 17 pc, todėl dėl paprastumo debesis spindulį prilyginome  $R = 10$  pc. Tai lemia, kad debesis paviršinis tankis siekia  $\Sigma_{cl} \simeq 318 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ . Greičių dispersija debesyje turėtų siekti  $3,2 \text{ km s}^{-1} < \sigma_V < 4,2 \text{ km s}^{-1}$ , todėl charakteringą dujų turbulencijos greitį prilyginome  $\sigma_{turb} = 3,6 \text{ km s}^{-1}$ , kuris yra pakankamas atsverti dujų savigravi- tacijai. Uždavinio supaprastinimui laikome, kad debesis yra sferiškai simetriš- kas ir tolygaus tankio.

Aukščiau išvardintus parametrus turinčio debesis savigravitacijos energija yra lygi:

$$e_b \simeq \frac{3}{5} \frac{GM}{R} \simeq 2,5 \times 10^{11} M_5 R_{10}^{-1} \text{ erg g}^{-1}, \quad (5.1)$$

čia  $M_5 = M/10^5 M_\odot$  ir  $R_{10} = R/(10 \text{ pc})$ . Debesis virialinė temperatūra lygi  $T_{\text{vir}} \simeq 3800 M_5 R_{10}^{-1} \text{ K}$  ir yra daug didesnė už molekuliniams debesims būdingus  $T \sim 10 \text{ K}$ . Šiuo atveju nuo gravitacinio kolapso debesį išlaiko turbulentinis medžiagos judėjimas, kuris pasiekia viršgarsinius greičius. Turbulencijos greičių dispersija debesyje siekia

$$\sigma_{\text{turb}} \simeq \sqrt{\frac{3}{10} \frac{GM}{R}} \simeq 3,6 M_5^{1/2} R_{10}^{-1/2} \text{ km s}^{-1}. \quad (5.2)$$

Tokio debesies efektyvusis dinaminis slėgis:

$$\frac{P_{\text{grav}}}{k_{\text{b}}} \simeq \frac{\rho \sigma_{\text{turb}}^2}{k_{\text{b}}} = n T_{\text{vir}} \simeq 1,4 \times 10^6 M_5^2 R_{10}^{-4} \text{ K cm}^{-3}, \quad (5.3)$$

čia  $\rho \simeq 1,6 \times 10^{-21} M_5 R_{10}^{-3} \text{ g cm}^{-3}$  ir  $n \simeq 380 M_5 R_{10}^{-3} \text{ cm}^{-3}$  atitinkamai yra masės ir atominis tankis debesyje.

Pagal (5.3) formulę galima spręsti, kad kol tarpžvaigždinės medžiagos supančios debesį slėgis yra mažesnis nei  $P_{\text{ISM}}/k_{\text{b}} \ll 1,4 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}$ , tuomet jis neturi įtakos debesies evoliucijai. Tai atitinka „normalias“ sąlygas nesąveikaujančiose diskinėse galaktikose, kuriose  $P_{\text{ISM}}/k_{\text{b}} < 10^5 \text{ K cm}^{-3}$  (Wolfire et al. 2003). Tuo tarpu jei pasiekiamas didesnis aplinkos slėgis, tuomet debesis yra suspaudžiamas ir gali būti paspartinamas jo kolapsas.

## 5.2.2 Stacionarus atvejis

Jei aplink molekulinį debesį slėgis padidėja izotropiškai, tuomet jis yra suspaudžiamas visomis kryptimis tolygiai. Tai gali neatitikti realybės, nes aplinkos slėgio padidėjimą dažniausiai sukelia smūginė banga, kuri juda dideliu greičiu debesies atžvilgiu. Tačiau šią prielaidą galima pagrįsti jei debesis juda panašia kryptimi ir greičiu kaip ir smūginė banga. Taip pat tai yra paprasčiausias atvejis, kuris leidžia nagrinėti aplinkos slėgio įtaką debesiai. Veikiant aplinkos spaudimui, debesyje didėja vidinė trubulencijos greičių dispersija, kurią galima išreikšti papildžius 5.2 formulę:

$$\sigma'_{\text{turb}} \simeq \sqrt{\frac{3}{10} \frac{GM}{R} + \frac{P_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}}}; \quad (5.4)$$

greičių dispersijos padidėjimą galima išreikšti ir per aplinkos bei debesies slėgių santykį:

$$\sigma'_{\text{turb}} = \sigma_{\text{turb}} \sqrt{1 + \frac{n_{\text{ISM}} T_{\text{ISM}}}{n T_{\text{vir}}}} \simeq 10,3 M_5^{-1/2} R_{10}^{3/2} P_7^{1/2} \text{ km/s}, \quad (5.5)$$

čia  $n_{\text{ISM}}$  ir  $T_{\text{ISM}}$  atitinka supančios aplinkos tankį ir temperatūrą, o  $P_7 = P_{\text{ISM}} / (10^7 k_{\text{b}} \text{ K cm}^{-3})$ . Spaudžiamo debesies efektinė dinaminė laiko skalė tokiu atveju yra

$$t'_{\text{dyn}} \sim t_{\text{dyn}} \frac{\sigma_{\text{turb}}}{\sigma'_{\text{turb}}} = t_{\text{dyn}} \left( 1 + \frac{n_{\text{ISM}} T_{\text{ISM}}}{n T_{\text{vir}}} \right)^{-1/2}, \quad (5.6)$$

čia  $t_{\text{dyn}} \simeq 1,7 M_5^{-1/2} R_{10}^{3/2} \text{ Myr} \propto \sigma_{\text{turb}}^{-1}$  yra dinaminė debesies laiko skalė.

Atsiradus padidėjusiam išorės slėgiui debesies viduje susidaro smūginė banga, kuri juda radialine kryptimi link debesies centro greičiu (žr. Jog & Solomon

1992; Spitzer 2008)

$$v_{\text{sh}} \sim \left( \frac{P_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}} \right)^{1/2} \sim \left( \frac{\rho_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}} \right)^{1/2} c_{\text{s,ISM}} \sim \sigma'_{\text{turb}}, \quad (5.7)$$

čia paskutinė lygybė galioja tuo atveju jei  $P_{\text{ISM}} \gg P_{\text{grav}}$ . Laikas, kuris dar vadinamas debesies suspaudimo laiko skale (Klein et al. 1994), reikalingas smūginei bangai pasiekti spiečiaus centrą, atitinka dinaminę debesies laiko skalę  $t'_{\text{dyn}}$  tuo atveju jei  $P_{\text{ISM}} \gg P_{\text{grav}}$ . Priešingu atveju debesies suspaudimo laiko skalė tampa ilgesnė nei dinaminė ir spaudimas neturi didelės įtakos debesies evoliucijai.

Smūginė banga sklisdama debesyje pakelia dujų temperatūrą:

$$T_{\text{sh}} \sim \frac{3\mu_{\text{cl}}m_{\text{p}}}{16k_{\text{B}}} v_{\text{sh}}^2 \sim \frac{3}{16} \frac{\rho_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}} T_{\text{ISM}}. \quad (5.8)$$

Jei tarpžvaigždinės medžiagos slėgis lygus  $P_{\text{ISM}}/k_{\text{B}} = 10^7 \text{ K cm}^{-3}$ , tuomet dujų temperatūra praėjus smūginei bangai pasiekia  $T_{\text{sh}} \sim 2 \times 10^3 \text{ K}$ . Šiuo atveju laikome, kad visą laiką dujos išlieka molekulinėje būsenoje, kadangi temperatūros padidėjimas nėra pakankamai didelis visiškai išardyti  $\text{H}_2$  ar  $\text{CO}$  molekules. Po smūginės bangos dujų tankis yra lygus  $n_{\text{sh}} = 4n_{\text{cl}}$  (pagal stiprios smūginės bangos aproksimaciją) ir naudojantis aušimo funkcijos aproksimacija iš McKee & Cowie (1977, 1 lentelė), gauname, kad dujų vėsimo laikas  $t_{\text{cool}} \sim 400 \text{ yr} \ll t'_{\text{dyn}}$ . Tai leidžia daryti prielaidą, kad praėjus smūginei bangai dujos netrukus atvėsta ir pasiekia tankį lygų (žr. Jog & Solomon 1992):

$$n_{\text{final}} \simeq \frac{16}{3} \frac{T_{\text{sh}}}{T_{\text{vir}}} n_{\text{cl}} \simeq \frac{P_{\text{ISM}}}{P_{\text{grav}}} n_{\text{cl}} \simeq 2,7 \times 10^3 P_7 M_5^{-1} R_{10} \text{ cm}^{-3}. \quad (5.9)$$

Tai lemia  $\sim 7$  kartus padidėjusį vidutinį debesies tankį, dėl kurio Džinsio ilgis ir masė suspaustame debesyje sumažėja  $\sim 2,6$  karto, jei laikome, kad dujų temperatūra išlieka nepakitusi. Tai lemia, kad debesyje gali pradėti kolapsuoti ir formuoti žvaigždės mažesnio pradinio tankio dujų gumulai ir tokiu būdu padidėti žvaigždėdaros efektyvumas.

### 5.2.3 Erdvėje judantis debesis

Jei debesis yra suspaudžiamas judančios smūginės bangos, kurios judėjimo greitis  $v_{\text{lat}}$  yra palyginamas su debesies garso greičiu, tuomet šlytis turės įtakos debesies evoliucijai. Realiomis sąlygomis tiesioginė sąveika tarp smūginės bangos ir GMC nevyksta, dėl debesį supančio šilto atominio vandenilio apvalkalo. Debesį supantis apvalkalas sugeria ir išsklaido didžiąją dalį smūginės bangos energijos, todėl debesyje atsiradusiai smūginei bangai nebegalioja sferinė aproksimacija. Smūginės bangos greitis debesies priekyje, statmenai jo paviršiui



yra lygus:

$$v_{\text{sh,lat}} \sim \left( \frac{\rho_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}} \right)^{1/2} (c_{\text{s,ISM}}^2 + v_{\text{lat}}^2)^{1/2}. \quad (5.10)$$

Kitomis kryptimis jis yra mažesnis, tačiau nenukrenta žemiau  $v_{\text{sh}}$  (5.7 formulė). Smūginė banga debesį išardo per laiko skalę:

$$t_{\text{destr}} \sim A \frac{R}{v_{\text{lat}}} \left( \frac{\rho_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}} \right)^{-1/2}, \quad (5.11)$$

čia  $A$  yra daugiklis, kurio vertė apytiksliai lygi 1,6 (Klein et al. 1994; Agertz et al. 2007). Naudojantis šia lygtimi bei efektine dinamine debesies laiko skale  $R/v_{\text{sh,lat}}$  galime įvertinti spaudimo įtaką debesyje susiformuojančių žvaigždžių suminei masei:

$$\begin{aligned} M_{*,\text{lat}} &\sim \epsilon_{*,\text{ff}} M \frac{t_{\text{destr}} v_{\text{sh,lat}}}{R} \\ &\sim A \epsilon_{*,\text{ff}} M \frac{(c_{\text{s,ISM}}^2 + v_{\text{lat}}^2)^{1/2}}{v_{\text{lat}}} \geq A \epsilon_{*,\text{ff}} M. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Gautas rezultatas rodo, kad nors debesis galiausiai yra sunaikinamas šlyties, tačiau bendra susiformavusių žvaigždžių masė yra didesnė nei išorinio slėgio nepaveikto debesis. Imant stacionaraus debesis atvejį, kuomet  $c_{\text{s,ISM}}^2/v_{\text{lat}}^2 = 5$ , šis santykis siekia  $\sim 2.5A$  ir žvaigždėdaros efektyvumas debesyje gali viršyti 10% iki debesis išsiardymo.

## 5.2.4 Spiečių evoliucija aukšto slėgio aplinkoje

Šiuo metu manoma, kad žvaigždėdaros trukmę GMC apriboja susiformavusių žvaigždžių sukeltas grįžtamasis ryšys (Krumholz et al. 2019), tačiau nėra iki galo suprasta, kurie veiksniai turi didžiausią įtaką. Bressert et al. (2012) pasiūlė, kad didelės masės spiečiai formuojasi molekulinuose debesyse, kuriuose pabėgimo greitis yra didesnis už jonizuotų dujų garso greitį ( $c_{\text{HII}} \sim 10$  km/s). Šią kritinės masės sąlygą tenkina molekuliniai debesis, kurių masė siekia  $M_{\text{crit}} \sim 7 \times 10^6 M_{\odot}$ , todėl jų gravitacija išlaiko fotojonizuotas dujas (Kroupa & Boily 2002; Krumholz & Matzner 2009). Jei tokio debesis neveiktų jokie kiti žvaigždėdarą stabdantys procesai, tuomet žvaigždėdaros efektyvumas juose galėtų siekti keliasdešimt procentų. Manoma, kad tokie masyvūs debesis gali būti sunaikinami jaunų žvaigždžių sukeliama spinduliuotės slėgio (Krumholz & Matzner 2009; Fall et al. 2010; Murray et al. 2010) ir tokiu būdu nepasiekti didelio žvaigždėdaros efektyvumo, tačiau šio efekto svarba debesies evoliucijai dar nėra tinkamai įvertinta (Krumholz & Thompson 2012, 2013).

Bet koks procesas, kuris suardo debesį ir sustabdo jame žvaigždėdarą, turi nugalėti jį laikančias jėgas. Izoliuotu atveju tai atitinka savigravitacijos jėgą, o išorinis slėgis tuo tarpu veikia kaip papildoma jėga, trukdanti dujoms pabėgti ir išsisklaidyti debesiui. Fotojonizacijos atveju debesis negali išsiplėsti ir

išsisklaidyti, jei bendra savigravitacijos ir aplinkos slėgio jėga yra didesnė nei  $P_{\text{crit}} \simeq \rho_{\text{cl}} c_{\text{HII}}^2 = 1,6 \times 10^{-9} M_{\odot} R_{10}^{-3} \text{ erg cm}^{-3}$ . Pasitelkiant anksčiau naudotus debesies parametrus, tam reikalingas aplinkos slėgis yra:

$$P_{\text{ISM}} = \rho_{\text{cl}} (c_{\text{HII}}^2 - \sigma_{\text{turb}}^2) \simeq 1,4 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-3}, \quad (5.13)$$

kas atitinka

$$\frac{P_{\text{ISM}}}{k_{\text{b}}} = 9,9 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}. \quad (5.14)$$

Gauta sąlyga atitinka pusiausvyrą tarp jaunų žvaigždžių fotojonizacijos sukkelto kaitinimo bei jų sukeltų vėjų ir išorinio slėgio, kuris neleidžia debesiui išsisklaidyti. Šis rezultatas rodo, kad esant išoriniam slėgiui debesis išgyvena ilgesnį laiko tarpą lyginant su izoliuotais debesimis. Dėl šios priežasties debesyse yra pasiekiamas didesnis žvaigždėdaros efektyvumas, net jei žvaigždėdaros efektyvumas per dinaminę laiko skalę ( $\epsilon_{\text{ff},*}$ ) išlieka toks pats. Esant išoriniam slėgiui net ir santykinai mažos masės molekuliniai debesis gali pasiekti didelius žvaigždėdaros efektyvumus ir suformuoti stipriai gravitaciškai surištus spiečius. Panašų rezultatą gavo ir Elmegreen & Efremov (1997), kurie parodė, kad esant dideliame išorės slėgiui susiformavusių kamuolinių spiečių žvaigždės yra stipriau tarpusavyje surištos, todėl laikui bėgant praranda mažiau masės.

### 5.2.5 Apibendrinimas

Atlikta analizė rodo, kad aplinkos slėgis molekuliniam debesiui turi tris pagrindinius efektus:

1. Debesies suspaudimas sumažina jo efektingą dinaminio laiko skalę ir pagreitina fragmentaciją bei žvaigždėdarą. Šis efektas turėtų nepriklausyti nuo išorinio slėgio kilmės, slėgio padidėjimo laiko skalės ar atsiradusios šlyties tarp debesies ir jo aplinkos.
2. Atsiradusi smūginė banga debesyje juda iš išorės link centro. Praėjus smūginei bangai medžiagos tankis toje debesyje padidėja  $\sim 7$  kartus, todėl susidaro žvaigždėdarai palankios sąlygos. Tai lemia, kad išorinio slėgio paveiktuose debesyse žvaigždės formuojasi greičiau ir jų susiformuoja daugiau, nes sutrumpėja dinaminė laiko skalė lyginant su nepaveiktais debesimis. Smūginė banga debesyje yra sferiškai simetriška, jei tarpžvaigždinės medžiagos greitis debesies atžvilgiu yra mažas. Jei tarp jų greičių skirtumas yra didelis, tuomet debesis yra sunaikinamas smūginės bangos per kelias efektines laiko skales. Smūginė banga debesyje atsiranda tik tuo atveju, jei išorinis slėgis padidėja per laiko skalę trumpesnę nei debesies dinaminis laikas. Priešingu atveju debesis spėja atstatyti dinaminę pusiausvyrą tarp jo ir aplinkos.
3. Tol kol debesies savigravitacijos ir išorės slėgio kuriama jėga yra didesnė už žvaigždėdaros grįžtamąjį ryšį, debesis nėra suardomas ir gali toliau

formuoti žvaigždes. Fotojonizacijos kaitinimo atveju tai atitinka slėgį lygų  $\sim 1,6 \times 10^{-9} M_5 R_{10}^{-3}$  erg cm<sup>-3</sup>, kuris pasiekiamas, kai tarpžvaigždinė medžiaga yra įkaitinama supernovos sprogimų ar kitų energingų galaktikose vykstančių procesų, pvz. aktyvaus galaktikos branduolio. Ilgesnė žvaigždėdaros trukmė debesyje lemia didesnę žvaigždėdaros efektyvumą ir suformuoja stipriau gravitaciškai surištus spiečius.

### 5.3 Skaitmeniniai modeliai

Skaitmeniniai modeliai skaičiuojami naudojantis hibridiniu N kūnų ir glotnintų dalelių hidrodinamikos (angl. Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH) kodu GADGET-3 (atnaujinta viešai prieinamos programos versija iš Springel 2005). Skaičiavimuose naudojame SPHS skaičiavimų metodą (Read & Hayfield 2012), kuris sukurtas pagerinti SPH būdingas dirbtinio laidumo paklaidas ir skirtingų savybių turinčių medžiagų tarpusavio maišymąsi (Read et al. 2010; Hobbs et al. 2013). Glotninimui naudojame ketvirtos eilės HOCT4 branduolio funkciją su 442 kaimynėmis bei adaptyvius glotninimo ir gravitacinės sąveikos aproksimavimo ilgius.

Kiekvieno modelio skaičiavimai prasideda nuo sferiškai simetriško debesies, kurio masė  $M_{cl} = 10^5 M_{\odot}$ , o spindulys  $R_{cl} = 10$  pc. Tai atitinka  $n_{cl} \simeq 380$  cm<sup>-3</sup>  $\simeq 1,27 \times 10^{-21}$  g cm<sup>-3</sup> vidutinį molekulinį vandenilio dujų tankį. Taip pat laikome, kad debesis turi tolygų tankio pasiskirstymą, todėl tokio debesies dinaminio laiko skalė yra lygi  $t_{dyn} \simeq 1,7$  Myr. Debesies kolapsui dėl savigravitacijos priešinasi dujų turbulentinis judėjimas su charakteringu greičiu  $\sigma_{turb}$ . Modeliuose naudojame dvi  $\sigma_{turb}$  vertes. Mažesnę  $\sigma_{turb} = 4$  km/s, kuri atsveria debesies savigravitaciją ir sukuria dinaminį slėgį debesyje lygų  $P_{dyn}/k_b \simeq 1,7 \times 10^6$  K cm<sup>-3</sup>. Taip pat didesnę  $\sigma_{turb} = 10$  km/s, kuri atstoja slėgį jei debesis būtų sudarytas iš fotojonizuotų dujų:  $P_{dyn}/k_b \simeq 1,06 \times 10^7$  K cm<sup>-3</sup>. Tokį fotojonizuotų dujų aprašymą vietoje didesnės dujų temperatūros pasirinkome todėl, kad fotojonizacija daugiausiai paveikia mažesnio dujų tankio sritis (Dale & Bonnell 2011), o tankesnių dujų sritys turėtų likti nepaveiktos ir toliau kolapsuoti (Dale et al. 2012).

Debesį supa  $n_{ISM} = 1$  cm<sup>-3</sup> tankio tarpžvaigždinė medžiaga, kurios temperatūra siekia arba  $10^5$  K arba  $10^7$  K. Pirmuoju atveju aplinkos slėgis yra daug mažesnis už esantį debesyje ( $P_{ISM}/k_b = 10^5$  K cm<sup>-3</sup>), todėl debesis evoliucionuoja nejausdamas išorės slėgio poveikio. Antruoju atveju išorės slėgis atitinka stipriausios turbulencijos ( $\sigma_{turb} = 10$  km/s) sukuriamą dinaminį slėgį ( $P_{ISM}/k_b = 10^7$  K cm<sup>-3</sup>). Modelius su mažesne aplinkos temperatūra vadiname „nesuspaustais“, o didesne – „suspaustais“. Visi skaičiavimai atliekami periodinėje dėžėje, kurios kraštinės ilgis yra 80 pc (160 pc modeliams su judančia tarpžvaigždine terpe).

Visuose modeliuose debesis sudaryti iš  $N = 10^6$  SPH dalelių, kas atitinka  $m_{SPH} = 0,1 M_{\odot}$  vienos dalelės masę ir  $m_{res} = 44,2 M_{\odot}$  modelio masės sky-

ra. Tokios skyros užtenka įvertinti didžiausios masės žvaigždžių ir žvaigždžių asociacijų formavimąsi. Skaičiavimuose įtraukta vėsimo funkcija, kuri aprašo medžiagos vėsimą 10 K ir  $10^4$  K temperatūros intervale (Inoue & Inutsuka 2008). Tuo tarpu medžiagos vėsimas yra išjungtas  $3 \times 10^4$  K ir  $T_{\text{ISM}}$  temperatūros intervale, kad debesį supanti tarpžvaigždinė medžiaga išliktu izoterminė.

Siekiant optimizuoti skaičiavimus prasidėjus debesies fragmentacijai ir atsiradus tankiems dariniams, kuriems skaičiuojant pilną hidrodinamiką būtų reikalingi labai dideli kompiuterio resursai, mes įvedėme žvaigždines daleles (angl. sink particles). Susiformavusios šios dalelės daugiau nebesąveikauja su aplinka hidrodinamiškai, o joms skaičiuojama tik gravitacinė sąveika, tačiau jos vis dar gali augti prisijungiant kitas SPH daleles. Šį pokytį grindžiame tuo, kad jų tankis yra gerokai didesnis už aplinkos ir hidrodinamika turi nykstantai mažą įtaką jų judėjimui debesyje. Žvaigždinės dalelės pakeičia SPH daleles debesyje, kur dujų tankis viršija  $\rho_{\text{crit}} = 10^{-17} \text{ g cm}^{-3} \simeq 1,5 \times 10^5 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ , esant  $T = 10 \text{ K}$  temperatūrai tai atitinka Džinsio masę  $M_J \simeq 0,4 \text{ M}_{\odot} = 4m_{\text{SPH}}$ . Ši masė yra panaši į žvaigždes formuojančius sutankėjimus debesyse (Könyves et al. 2020), dėl to mūsų modeliai neturėtų pervertinti jų masės ir skaičiaus. Maža žvaigždinių dalelių formavimosi Džinsio masė mums leidžia skaičiuoti dujų dinamiką iki mažiausio išskiriamo skalės ilgio ir sekti tankiausių dujų darinų evoliuciją debesyje, sutaupant daug skaičiavimų laiko.

Visi analizuojami modeliai ir jų parametrai pateikti 5.1 lentelėje. Pirmasis rinkinys sudarytas iš stacionarių modelių – t4T5, t4T7, t10T5, t10T7, t2.8T5r4.2 ir t2.8T7r4.2. Kiekvieno modelio pavadinime yra užkoduoti jo parametrai: „t“ atitinka turbulencijos greitį (km/s), „T“ – supančios terpės temperatūrą logaritminėje skalėje ir „r“ – sukimosi greitį ties debesies kraštu (km/s). Šie modeliai skirti parodyti debesies evoliuciją su ir be išorinio slėgio įtaka, neįtraukiant papildomų veiksnių. Tuo tarpu likę modeliai parodo realistiškesnę situaciją, kai tarpžvaigždinė terpė juda debesies atžvilgiu ir sukelia šlytį. Aplinkinės terpės greitis „v“ apima 30, 100 ir 300 km/s greičius. Skaičiavimo trukmę kiekvienam modeliui apibrėžia skaičiavimo resursų galimybės, tačiau kiekvieno modelio skaičiavimų gale bent 70% debesies dujų yra pavirtę žvaigždinėmis dalelėmis.

## 5.4 Rezultatai

Iš pradžių yra pateikiami stacionarių debesų modelių rezultatai. Šiuos modelius galima padalinti į tris kategorijas: debesys, kuriuose dominuoja savigravitacija (t4T5 ir t4T7), kuriuose dominuoja turbulencija (t10T5 ir t10T7) bei besiskančius debesis, kuriuose dominuoja savigravitacija (t2.8T5r4.2 ir t2.8T7r4.2). Vėliau įvertinsime vis stipresnės šlyties veikiamus modelius (t4cXT5 ir t4vXT7, čia X – debesies judėjimo tarpžvaigždinėje erdvėje greitis km/s). Kiekvienam modeliui išvedame keturis pagrindinius parametrus, kurie leidžia juos lengvai palyginti tarpusavyje. Pirmasis parametras yra pirmosios žvaigždinės dalelės

### 5.1 lentelė. Skaitmeninių modelių parametrų ir rezultatų sąrašas.

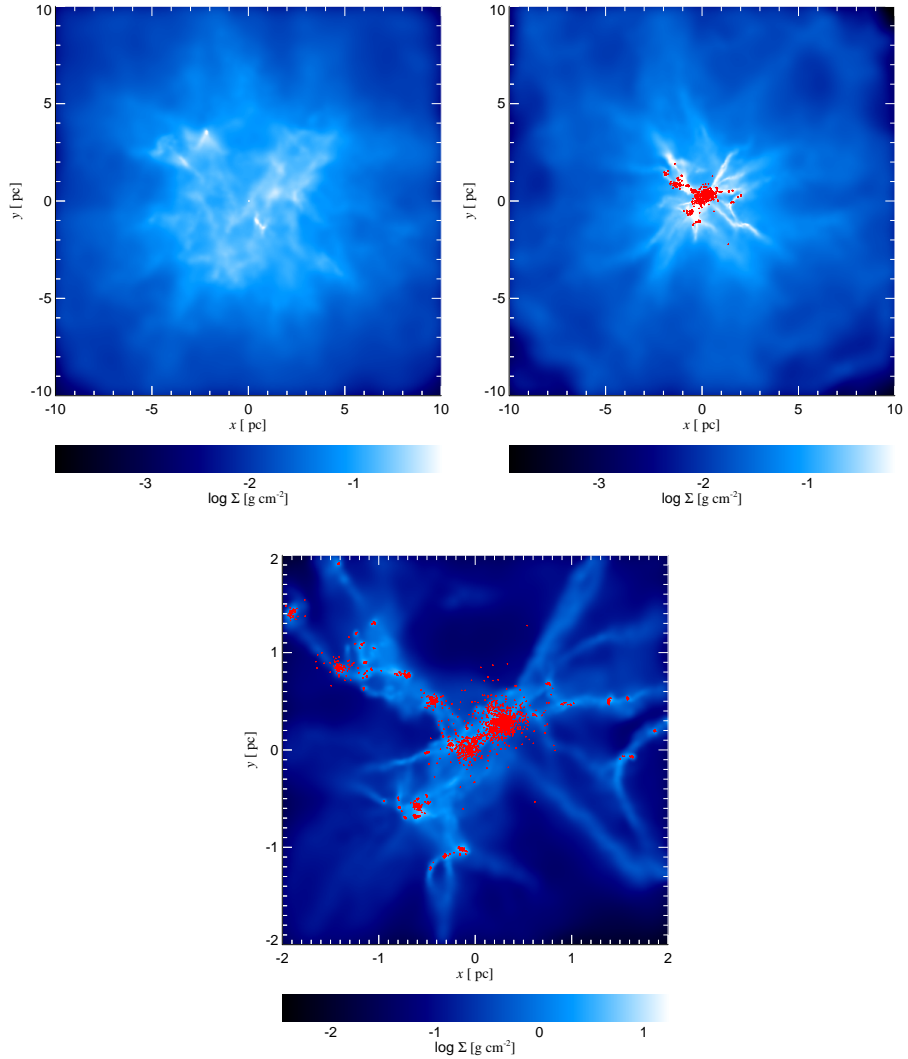
Modelio ID	$v_{\text{turb}}$	$T_{\text{ISM}}$	$\Omega_{\text{rot}}$	$v_{\text{lat}}$	$t_{\text{sink}}$	$t_{\text{frag}}$	$r_{\text{h}}$	$\epsilon_{\text{ff,sink}}$
t4T5	4	$10^5$	0	0	1,26	1,78	4,26	0,08
t4T7	4	$10^7$	0	0	0,37	0,43	1,37	> 0,9*
t10T5	10	$10^5$	0	0	1,51	2,51	8,29	0,02
t10T7	10	$10^7$	0	0	0,40	0,56	1,68	> 0,9*
t2.8r4.2T5	2,8	$10^5$	0,42	0	1,33	1,98	3,81	0,04
t2.8r4.2T7	2,8	$10^7$	0,42	0	0,34	0,42	1,04	0,75
t4v30T5	4	$10^5$	0	30	1,33	1,66	2,80	0,27
t4v30T7	4	$10^7$	0	30	0,36	0,42	1,30	0,96
t4v100T5	4	$10^5$	0	100	1,23	1,59	2,94	0,43
t4v100T7	4	$10^7$	0	100	0,29	0,43	2,25	0,92
t4v300T5	4	$10^5$	0	300	1,08	1,39	3,85	0,52
t4v300T7	4	$10^7$	0	300	0,60	0,89	1,48	0,80

**Pastabos.** Skaitmeninių modelių parametrai bei svarbiausi rezultatai. Pirmame stulpelyje pateikti modelių pavadinimai, tolesniuose keturiuose stulpeliuose atitinkamai pateikti parametrai: debesies turbulencijos greitis (km/s), supančios tarpžvaigždinės medžiagos temperatūra (K), debesies kampinis sukimosi greitis (km/s/pc) ir šlytį sukiantis greičių skirtumas tarp debesies ir jo aplinkos (km/s). Paskutiniuose keturiuose stulpeliuose pateikti gauti rezultatai: pirmosios žvaigždinės dalelės susiformavimo laikas  $t_{\text{sink}}$  (Myr), fragmentacijos laiko skalė  $t_{\text{frag}}$  (Myr), pusės masės spindulys  $r_{\text{h}}$  (pc) praėjus fragmentacijos laikui ir dujų virtimo žvaigždinėmis dalelėmis efektyvumas praėjus vienam dinaminiam laikui  $\epsilon_{\text{ff,sink}}$ . Skaičiai su žvaigždutėmis gauti ekstrapolijuojant iš anksčiau laikotarpių.

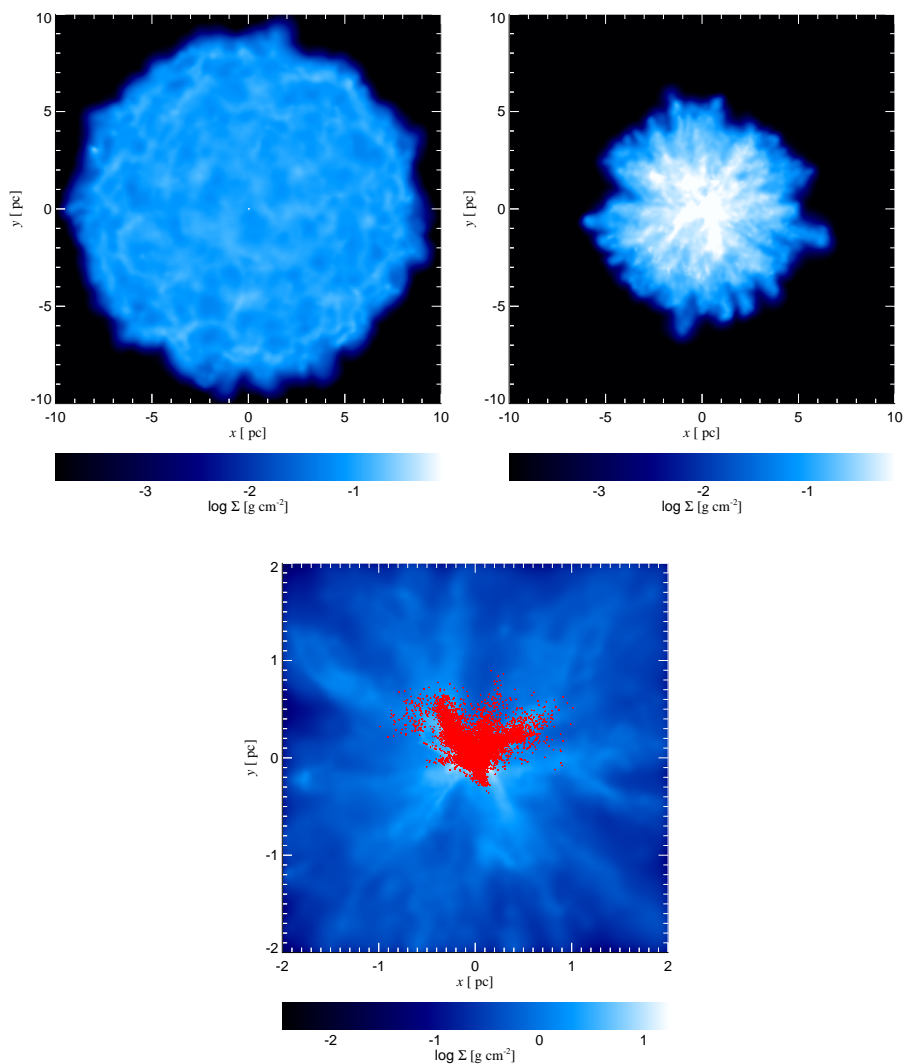
susiformavimo laikas, kuris apytiksliai parodo žvaigždėdaros pradžią debesyje. Antrasis – debesies fragmentacijos laikas  $t_{\text{frag}}$ , kuris atitinka laiko momentą, kai žvaigždinės dalelės sudaro 20% debesies masės. Pakeitus šią vertę į 10% ar 30% mūsų galutinės išvados nepasikeičia. Trečiasis – sistemos pusės masės spindulys  $r_{\text{h}}$ , ties  $t = t_{\text{frag}}$ . Ketvirtasis – Žvaigždinių dalelių formavimosi efektyvumas  $\epsilon_{\text{ff,sink}}$ , kuris apibrėžiamas kaip debesies masės dalis esanti žvaigždinėse dalelėse praėjus vienam dinaminiam evoliucijos laikui, kuris šiuo atveju yra lygus 1,7 Myr. Išvestų amžių paklaidos siekia  $\pm 0.02$  Myr dėl ribotos laiko skyros, o gautų atstumų paklaidos siekia 2%.

#### 5.4.1 Modeliai be šlyties

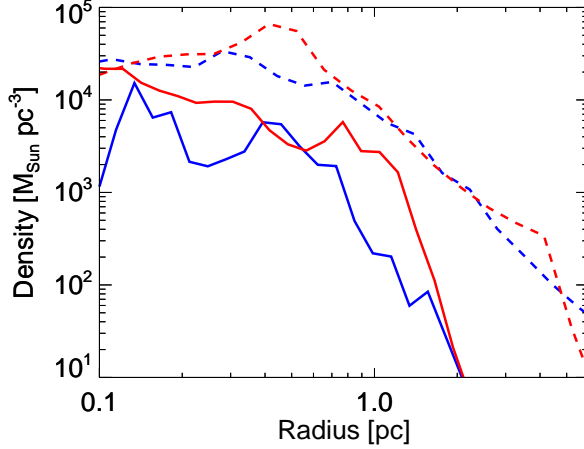
5.1 ir 5.2 paveikslėliuose pavaizduoti debesų paviršinio dujų tankio pasiskirstymai ir jų evoliucija, atitinkamai t4T5 ir t4T7 modeliams. Tuo tarpu 5.3 pav. pavaizduoti abiejų modelių tankio profiliai ties  $t = t_{\text{frag}}$ . Nespaudžiamo debesies atveju, jis šiek tiek išsiplečia ir jame greitai atsiranda sutankėjusios struktūros. Kolapsas prasideda, kai išsisklaido dalis turbulencijos energijos. Labiausiai tankis didėja debesies centre, kur greičiausiai prasideda žvaigždėdara, nes jame susilieja keli turbulencijos nešami medžiagos srautai. Žvaigž-



**5.1 pav.** Nespaudžiamo debesies evoliucija (t4T5). Kairiame viršutiniame skydelyje atvaizduotas debesies paviršinis dujų tankis ties  $t = 1,26$  Myr, prieš pat pirmųjų žvaigždinių dalelių formavimąsi. Debesis iš pradžių išsiplėčia ir, dėl turbulencijos, suformuoja netolygią struktūrą, su sutankėjimu debesies centre bei tankiais gumulais ir gijomis aplink jį. Viršutinis dešinys skydelis atitinka laiką ties  $t = 1,78$  Myr, kai žvaigždinės dalelės sudaro 20% viso debesies masės. Žvaigždinės dalelės daugiausiai formuojasi debesies centre, kur tankiai didžiausi, o dinaminis laikas – trumpiausias. Apatinis skydelis rodo padidintą centrinę debesies sritį ties  $t = 1,78$  Myr. Žvaigždinės dalelės pasiskirsčiusios po kelias atskiras sankaupas, susidariusias ties tankiausiomis debesies sritimis. Šiame skydelyje dėl aiškumo buvo pakeistas mastelis bei paviršinio tankio rėžiai. Dėl aiškumo atvaizduotos tik 10% visų susiformavusių žvaigždinių dalelių.



**5.2 pav.** Spaudžiamo debesies evoliucija (t4T7). Kairiame viršutiniame skydelyje atvaizduotas debesies paviršinis tankis ties  $t = 0,14$  Myr. Debesis yra spaudžiamas ir susiformuoja dujų sutankėjimai jo kraštuose. Viršutinis dešinys skydelis atitinka  $t = 0,37$  Myr, prieš pat pradėdant formuotis žvaigždinėms dalelėms. Dėl Richtmeyer-Meshkov nestabilumų susiformavę tankesnių dujų gumulai padaro debesies paviršių netolygų. Apatinis skydelis atitinka  $t = 0,43$  Myr, kai žvaigždinės dalelės sudaro 20% viso debesies masės. Žvaigždinės dalelės sparčiai formuojasi pačiame debesies centre. Paskutiniame skydelyje dėl aiškumo buvo pakeistas mastelis bei paviršinio tankio režiai. Dėl aiškumo atvaizduotas tik 10% visų susiformavusių žvaigždinių dalelių.



**5.3 pav.** Atvaizduoti radialiniai profiliai rodantys žvaigždinių dalelių pasiskirstymą (išsitiesinės linijos) ir dujų tankį (punktyrinės linijos) ties  $t = t_{\text{frag}}$ : mėlynos linijos atitinka t4T5, o raudonos linijos t4T7 modelius. Dujų tankiai yra panašūs, išskyrus t4T7 modelyje esančią smūginę bangą, taip pat suspaustame modelyje žvaigždinės dalelės yra pasiskirsčiusios platesnėje erdvyje.

dinės dalelės formuojasi išilgai atsiradusių sutankėjusių dujų gijų ir kaupiasi centrinėje dalyje, kur sudaro elipsinės formos sankaupą. Šiuo atveju, žvaigždinių dalelių formavimosi efektyvumas praėjus vienam dinaminiam laikui siekia  $\epsilon_{\text{ff,sink}} \simeq 8\%$ . Kadangi žvaigždinės dalelės atitinka tik žvaigždes formuojančius tankius dujų branduolius, o ne jau susiformavusias žvaigždes, gautą vertę reikia padauginti iš jų žvaigždėdaros efektyvumo, kuris gali siekti 25 – 75% (Matzner & McKee 2000; Alves et al. 2007). Tai leidžia įvertinti, kad bendras debesies žvaigždėdaros efektyvumas gali siekti  $\epsilon_{\text{ff,*}} \simeq 2 - 6\%$ . Šio rezultato sutapimas su stebėjimais (McKee & Ostriker 2007) iš dalies yra atsitiktinis ir priklauso nuo užduotų pradinių sąlygų, ypač nuo užduoto charakteringo turbulencijos greičio (Bate et al. 2003). Tai reiškia, kad laikui bėgant silpstanti turbulencija veda prie vis didesnių fragmentacijos spartų ir kylančio žvaigždėdaros efektyvumo. Taip pat reiktų atkreipti dėmesį į tai, kad žvaigždinių dalelių masės dalis virstanti žvaigždėmis nepriklauso nuo jų masės (Matzner & McKee 2000), todėl žvaigždinių dalelių formavimosi sparta yra tiesiogiai proporcinga debesies žvaigždėdaros spartai.

Spaudžiamo debesies evoliucija pastebimai skiriasi nuo nespaudžiamo. Kitaip nei teorinėse prielaidose, debesyje nesusidaro stipri smūginė banga. Tai lemia Richtmyer-Meshkov (RM) nestabilumai (Klein et al. 1994) susidarę ties debesies paviršiumi, dėl kurių atsiranda dideli medžiagų sutankėjimai. Šie sutankėjimai 5.2 pav. viršutiniame dešiniame skydelyje pasireiškia kaip storos gijos nukreiptos link debesies centro. Šiuo atveju žvaigždinės dalelės pradeda formotis daug greičiau – ties  $t \sim 0,37$  Myr. Kaip ir nespauštame debesyje,

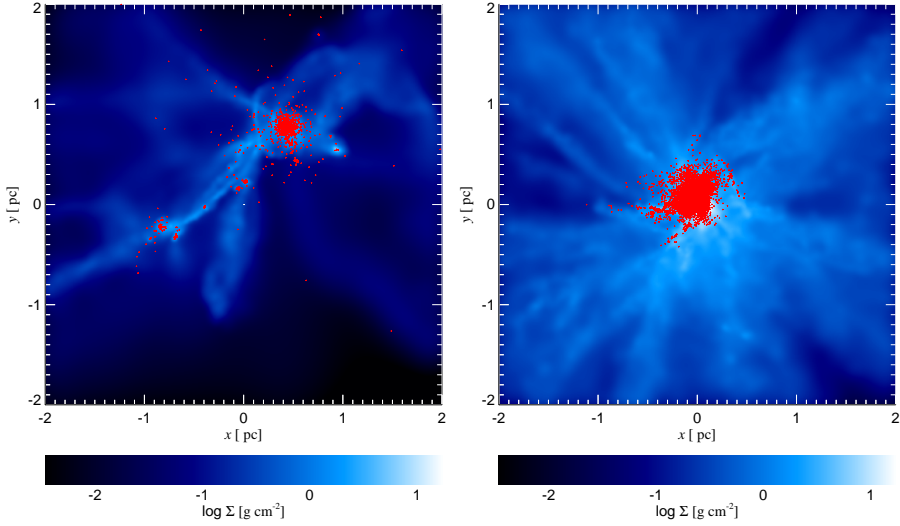


didžioji jų dalis formuojasi debesies centre, kur krentanti medžiaga vis didina dujų tankį ir skatina tolesnę žvaigždėdarą. Dėl greičiau krentančios medžiagos, susiformavusios žvaigždinės dalelės turi didesnę kinetinę energiją ir didesnį šansą pabėgti iš savo pradinio dujų gumulo, todėl jos turi mažiau laiko augti ir jų vidutinė masė yra mažesnė. Galiausiai visos žvaigždinės dalelės suformuoja vieną didelį spiečių ir nelieka gijų struktūrų, kurios išlieka nesuspaustame debesyje. Visos debesies dujos pavirsta į žvaigždines daleles dar prieš pasiekiant 1,7 Myr ribą, kas atitinka  $\epsilon_{\text{ff,sink}} > 100\%$  žvaigždinių dalelių formavimosi efektyvumą.

5.3 pav. lyginami debesų radialiniai dujų tankio profiliai (punktyrinės linijos) su žvaigždinių dalelių pasiskirstimu (ištininė linija) abiejuose modeliuose ties  $t = t_{\text{frag}}$ . Abiem atvejais dujų pasiskirstymas yra beveik vienodas, išskyrus silpną smūginę bangą t4T7 modelyje (raudona linija) ties  $0,3 \text{ pc} < R < 0,7 \text{ pc}$ , kurioje tankis padidėjęs apie 2 kartus. Abu dujų tankio profiliai yra šiek tiek statesni už izoterminius ir atitinka  $\rho \propto R^{-2,5}$  priklausomybę, atstumu didesniu nei  $R \simeq 0,7 \text{ pc}$  nuo centro. Laikui bėgant gautas dujų tankio profilis turėtų išplokštėti. Žvaigždinės dalelės abiejuose modeliuose yra labiau koncentruotos į centrą nei dujos, tačiau nesuspausto debesies dalelių „branduolys“ siekia tik iki  $\sim 0,5 \text{ pc}$ , o suspausto iki  $\sim 1 \text{ pc}$ . Abiem atvejais žvaigždinių dalelių pasiskirstymas užsibaigia staigiu skaičiaus mažėjimu, kuris taip pat laikui bėgant turėtų relaxuoti ir tapti ne toks staigus.

Didelės turbulencijos modeliai t10T5 or t10T7 pavaizduoti 5.4 paveikslėlyje. Nesuspaustas debesis (5.4 pav. kairėje) evoliucijos eigoje stipriai išsisklaido ir dalis jo gijų nutolsta per  $> 30 \text{ pc}$ . Tuo tarpu dujų tankis centrinėje dalyje nuolat didėja ir pirmosios žvaigždinės dalelės susiformuoja ties 1,51 Myr t.y. panašiu metu, kaip ir mažesnės turbulencijos nespaudžiamame modelyje (t4T5, 1,26 Myr). Tačiau tolesnė fragmentacija vyksta gerokai lėčiau ir pasiekiamas tik  $\epsilon_{\text{ff,sink}} \simeq 2\%$  žvaigždinių dalelių formavimosi efektyvumas. Tai yra daug mažiau už 5 – 10%, kuriuos nustatė Clark et al. (2005), tikėtina todėl, kad jie tyrė debesį, kurio turbulencijos ir gravitacijos energijų santykis  $E_{\text{turb}}/E_{\text{grav}} = 2$ , tuo tarpu mūsų tiriamame debesyje šis santykis yra lygus 7,7. Galiausiai centre susiformavęs žvaigždinių dalelių spiečius nėra tikroviškas rezultatas, nes dujos ten pradėjo kauptis dėl nykstančios turbulencijos bei neatsiradusio žvaigždžių spinduliuotės grįžtamojo ryšio, kuris galėtų sumaikinti išretėjusį debesį.

Spaudžiamas debesis su didele turbulencija (5.4 pav. dešinėje) evoliucionuoja panašiai kaip ir mažesnę turbulenciją turintis atitiktumu. Pradžioje debesis šiek tiek išsipučia, tačiau greitai yra sustabdomas ir suspaudžiamas. Debesyje pasireiškia silpna smūginė banga ir jai iš paskos susiformuoja RM nestabilumai, kurie padidina dujų tankį, o pirmoji žvaigždinė dalelė susiformuoja ties  $t \simeq 0,40 \text{ Myr}$  – panašiu laiku kaip ir t4T7 modelyje. Vėliau žvaigždinių dalelių formavimasis spartėja eksponentiškai ir pasiekia 20% efektyvumą ties  $t_{\text{frag}} = 0,56 \text{ Myr}$  (palyginus su  $t_{\text{frag}} = 0,43 \text{ Myr}$  gautą t4T7 modelyje). Pusės



**5.4 pav.** Didelės turbulencijos t10T5 (kairys skydelis) ir t10T7 (dešinys skydelis) modelių centrinių dalių morfologija, kai žvaigždinės dalelės sudaro 20% debesies masės. Nespaudžiamam modeliui tai atitinka  $t = 2,51$  Myr, o spaudžiamam –  $t = 0,56$  Myr. Net didelės turbulencijos atveju debesis yra suspaudžiamas aplinkinio slėgio. Dėl aiškumo, atvaizduotos tik 10% visų susiformavusių žvaigždinių dalelių.

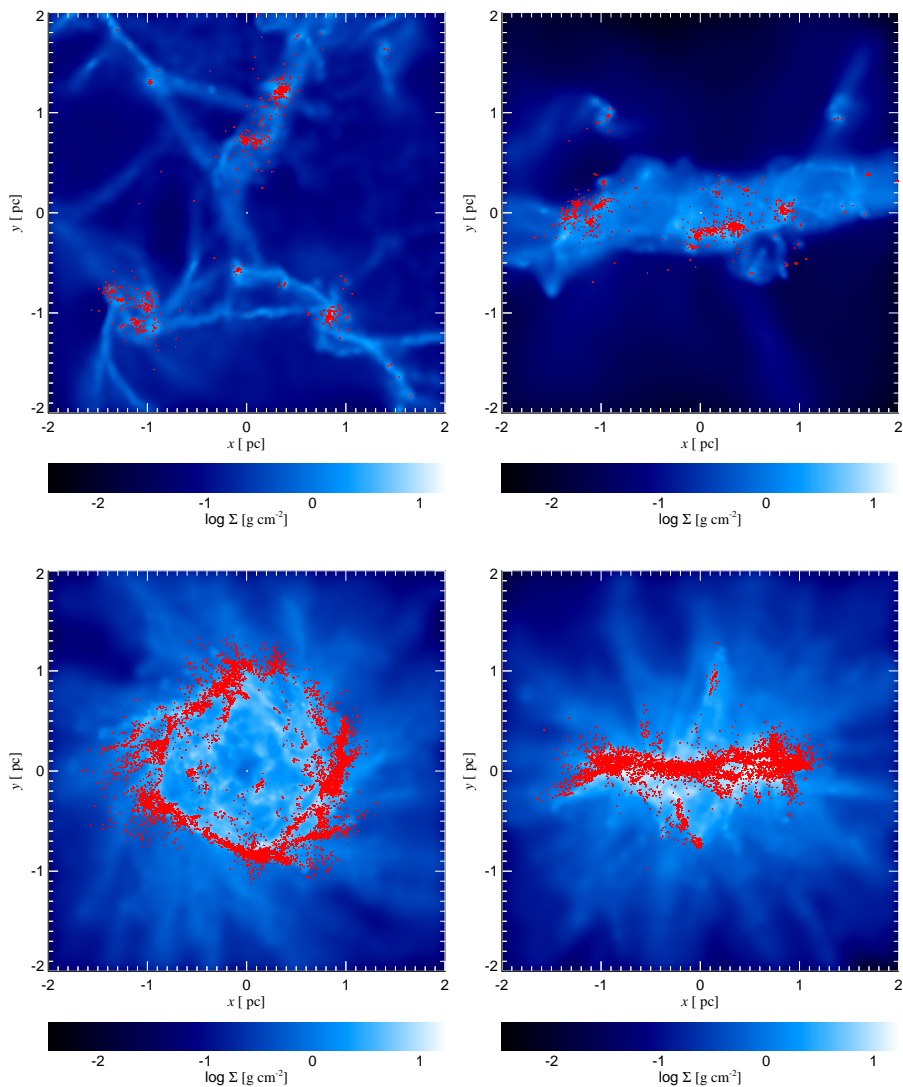
masės spindulys šiame modelyje ( $r_h = 1,68$  pc) yra šiek tiek didesnis nei t4T7 ( $r_h = 1,37$  pc), tačiau bendra sistemos evoliucija išlieka panaši ir visos dujos tampa žvaigždinėmis dalelėmis dar nepraėjus vienam dinaminiam laikui.

Šie rezultatai rodo, kad tarpžvaigždinė terpė gali turėti dominuojantį efektą molekulinio debesies evoliucijoje, jei jos sukuriamas slėgis yra didesnis už debesies dinaminį slėgį. Tokiu atveju debesis yra suspaudžiamas, todėl iš jo negali pasišalinti dujos, o atsiradusi smūginė banga po savęs sukuria RM nestabilumus, dėl kurių susidariusios padidėjusio tankio sritys paspartina žvaigždėdarą debesyje.

### 5.4.2 Besisukantys modeliai

Atlikome dviejų modelių skaičiavimus (t2.8r4.2T5 ir t2.8r4.2T7), kuriuose debesis be dujų turbulencijos dar sukasi aplink savo centrą. Šie debesis sukasi kaip kietas kūnas aplink Z ašį ir jų kampinis greitis ties debesies kraštu yra lygus  $\omega_{\text{rot}} = 0,42$  km/s/pc. Tuo tarpu charakteringas turbulencijos greitis sumažintas iki 2,8 km/s, kad sukuriamas dinaminis slėgis XY plokštumoje ir bendra kinetinė energija išliktų nepakitę nuo kitų t4 modelių.

5.5 pav. viršutiniuose skydeliuose pavaizduota nespaudžiamo debesies morfologiją ties  $t = t_{\text{frag}} = 1,98$  Myr atitinkamai XY ir XZ ašyse. Nors debesies sukimosi greitis yra santykinai lėtas ( $\omega_{\text{rot}} t_{\text{dyn}} \simeq 0,7$ ), nesuspausto debesies evoliucija gerokai skiriasi nuo nesisukančio modelio. Šiuo atveju debesis kolapsuoja



**5.5 pav.** Besisukančių debesų morfologija t2.8r4.2T5 modeliui ties  $t = 1,98$  Myr (du viršutiniai skydeliai) ir t2.8r4.2T7 modeliui ties  $0,42$  Myr (du apatiniai skydeliai). Pirmajame stulpelyje esantys skydeliai atitinką vaizdą iš viršaus XY ašyje, o antrajame stulpelyje – vaizdą iš šono XZ ašyje. Sukimasis turi didelę įtaką debesies morfologijai ir paskirsto dujas platesnėje erdvėje, todėl sulėtėja tankių dujų gumulų augimas. Dėl aiškumo, atvaizduotos tik 10% visų susiformavusių žvaigždinių dalelių.

vertikaliai ir suformuoja diską, kuris pradeda fragmentuoti ir formuoti žvaigždines daleles mažose sankaupose. Dujos diske pasiskirsčiusios didesniame plote nei sferinio kolapso metu, todėl pasiekiamas mažesnis tankis ir žvaigždinės dalelės pradeda formotis šiek tiek vėliau, praėjus  $\sim 1,33$  Myr. Taip pat ir žvaigždinių dalelių formavimosi efektyvumas yra mažesnis, kuris siekia  $\epsilon_{\text{ff,sink}} = 4\%$ .

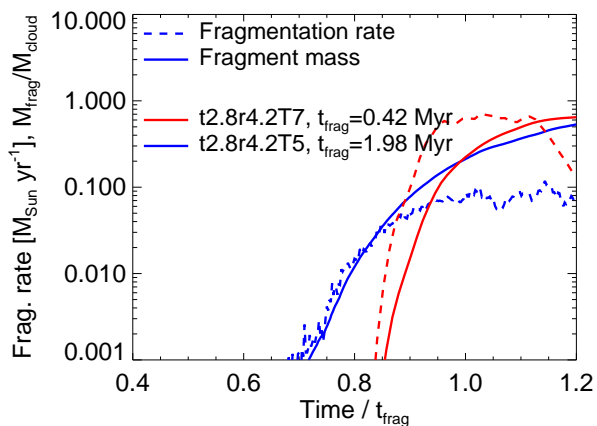
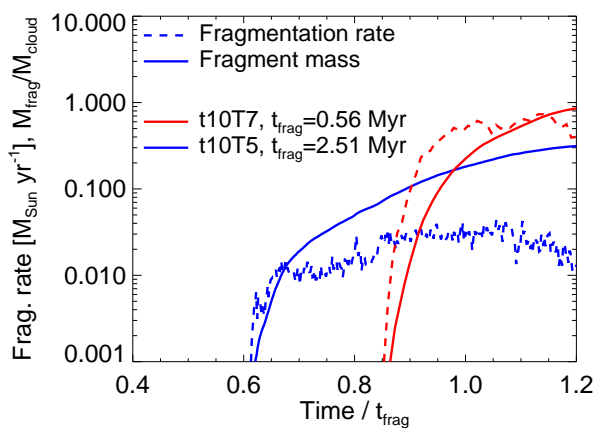
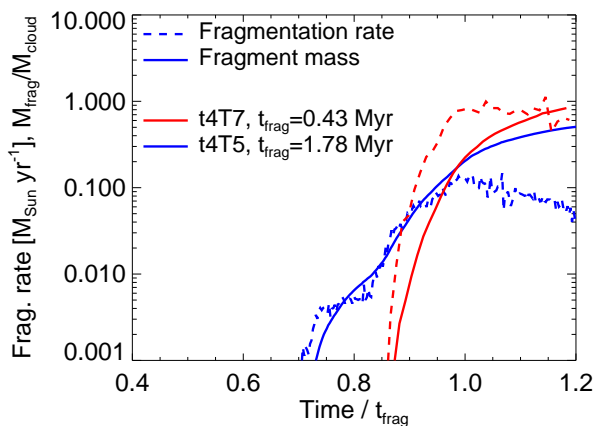
5.5 pav. apatiniai skydeliai rodo spaudžiamo debesies morfologiją ties  $t = t_{\text{frag}} = 0,42$  Myr atitinkamai XY ir XZ ašyse. Spaudžiamo debesies atveju evoliucija vyksta daug greičiau ir sukimasis neturi laiko suskaidyti debesį į atskiras sankaupas. Besisukančiame debesyje atsiradę RM nestabilumai dėl šlyties yra išsklaidomi, todėl smūginė banga debesyje yra gerokai susilpninama ir ji nepasiekia centrinės debesies dalies. Tai lemia, kad didžiausi tankiai yra debesies kraštuose, kuriuose formuojasi didžioji dalis žvaigždinių dalelių. Besisukantis debesis yra stipriai suspaustas vertikalia kryptimi, tačiau dujos pasiskirsčiusios po visą diską, todėl to neužtenka, kad būtų pasiekti pakankamai dideli tankiai ir prasidėtų sparti žvaigždėdara centrinėse srityse. Nors besisukančio debesies morfologija gerokai skiriasi, tačiau bendrieji parametrai yra panašūs į nesisukančio debesies. Pirmosios žvaigždinės dalelės pradeda formotis po  $\sim 0,34$  Myr, o fragmentacijos laiko skalė lygi  $t_{\text{frag}} = 0,42$ , kas lemia didelį žvaigždinių dalelių formavimosi efektyvumą  $\epsilon_{\text{ff,sink}} = 75\%$  ir į t4T7 modelį panašias žvaigždėdaros vertes.

### 5.4.3 Spaudimo įtaka debesų evoliucijai

5.6 pav. parodyta žvaigždinių dalelių masės dalies (ištiesinė linija) ir jų formavimosi spartos ( $M_{\odot}/\text{yr}$ , punktyrinės linijos) evoliucija visiems šešiams aukščiau pateiktiems modeliams. t4 modeliai pateikti viršutiniame skydelyje, t10 – viduriniame, t2.8r4.2 – apatiniame. Mėlynos linijos atitinka T5, o raudonos T7 modelius. Horizontali ašis yra laiko santykis su fragmentacijos laiko skale  $t_{\text{frag}}$ , pateikta 5.1 lentelėje. Kaip jau anksčiau minėta, žvaigždėdaros sparta debesyje gali siekti nuo 25% iki 75% žvaigždinių dalelių formavimosi spartos.

Laikinė evoliucija tarp suspaustų ir nesuspaustų modelių stipriai skiriasi. t4T7 modelyje žvaigždinės dalelės formuojasi  $\sim 10$  kartų greičiau nei t4T5. Net sunormavus laiko skales į fragmentacijos laiko skalę  $t_{\text{frag}}$ , žvaigždinių dalelių masės dalis auga gerokai greičiau spaudžiamame debesyje nei nespaudžiamame, o toks efektas pasireiškia ir didesnės turbulencijos ir besisukančių debesų atvejais.

Gautas laiko skales galima palyginti su analitiškai apskaičiuotomis priklausomybėmis. Analitiniai sprendiniai rodo, kad nespaudžiamo ir spaudžiamo debesų efektyvių dinaminių laikų santykis yra  $t_{\text{dyn}}/t'_{\text{dyn}} \simeq (P_{\text{ISM}} + P_{\text{grav}}/P_{\text{grav}})^{1/2} \simeq 2,9$  (žr. 5.6 lygtį). Santykis tarp modeliuose susiformuojančių pirmųjų žvaigždinių dalelių yra šiek tiek didesnis ir lygus  $1,26/0,37 \simeq 3,4$ . Skirtumas išauga jei lyginame fragmentacijos laiko skales  $t_{\text{frag,t4T5}}/t_{\text{frag,t4T7}} = 1,78/0,43 \simeq 4,1$ . Tai reiškia, kad debesis evoliucionuoja



**5.6 pav.** Fragmentacijos ir žvaigždinių dalelių formavimosi spartos evoliucija mažos (viršutinis skydelis) ir didelės turbulencijos (vidurinis skydelis) bei besisukantiems (apatinis skydelis) modeliams. Laiko ašis yra sunormuota į fragmentacijos laiko skalę  $t_{\text{frag}}$  (žr. 5.1 lent.). Visais trimis atvejais spaudžiamuose debesyse žvaigždėdara prasideda greičiau bei pasiekia 10 – 20 kartų didesnes spartas. Bendra išorinio slėgio veikiamų debesų evoliucija yra panaši net ir esant dideliai turbulencijai ar sukimuisi.

greičiau nei numato analitiniai sprendiniai. Ši paspartinta žvaigždėdara negali būti paaiškinama padidėjusių vidutiniu debesies dujų tankiu, nes abiem atvejais modeliai turi panašius tankio profilius ties  $t_{\text{frag}}$  (5.3 pav.). Tai galima paaiškinti RM nestabilumais, kurie padalina terpę į tankius gumulus ir išretėjusias sritis tarp jų, nors vidutinis tankio profilis išlieka nepakitęs. Tankių dujų gumulų susidarymas sukuria sąlygas tose srityse vykti žvaigždėdarai ir formuoti žvaigždinėms dalelėms. Ši hipotezė buvo patikrinta atliekant skaičiavimus su standartiniu SPH kodu (ne SPHS formuluote), kuriame dirbtinė paviršiaus įtampa susilpnina nestabilumų augimą ir gauti rezultatai atitiko analitinius sprendinius.

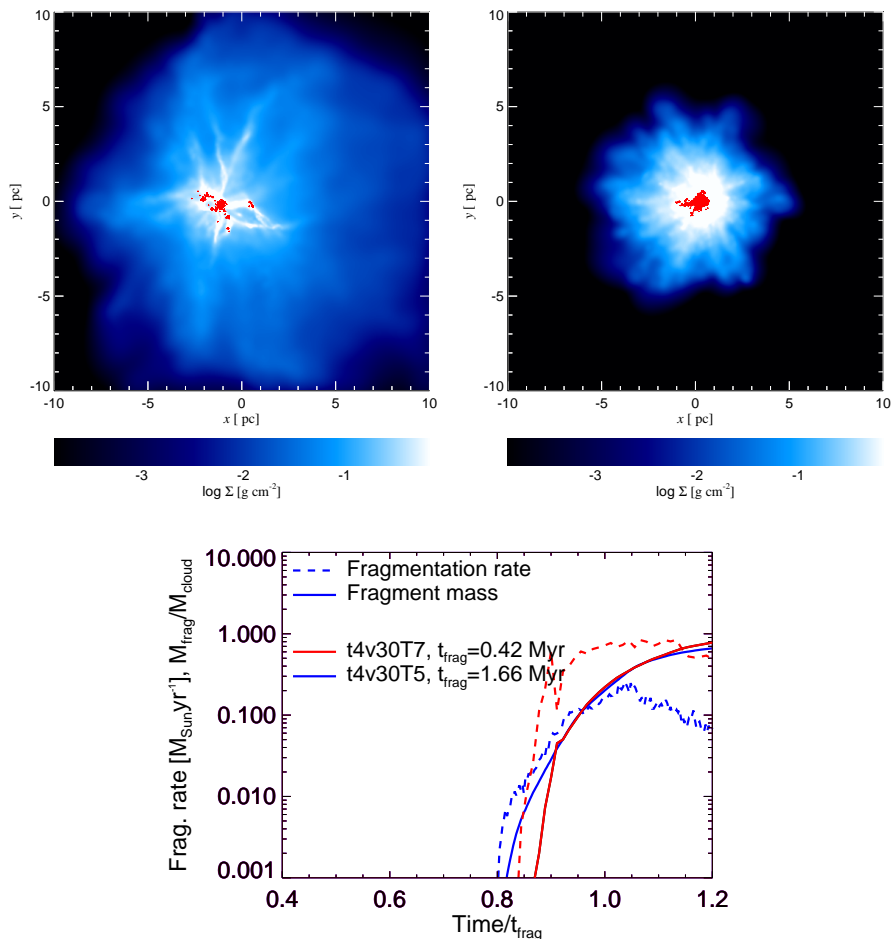
Didžiausi skirtumai atsiranda tarp didžiausią turbulenciją turinčių modelių. Nespaudžiamame modelyje t10T5 žvaigždinė dalelių formavimosi sparta pasiekia tik  $\dot{M}_{\text{frag}} \sim 0,04 M_{\odot}/\text{yr}$  ir laikosi didžiąją dalį jo evoliucijos. Suspaustas debesis, šiuo atveju, evoliucionuoja panašiai kaip ir mažesnės turbulencijos atveju, pasiekdamas panašią žvaigždžinių dalelių formavimosi spartą, fragmentacijos laiko skalę ir pirmosios žvaigždinės dalelės susiformavimo laiką. Tuo tarpu besisukantys modeliai evoliucionuoja panašiai kaip t4 modeliai, tačiau sukimasis šiek tiek sulėtina žvaigždėdarą nesuspaustame modelyje. Nors nesisukančių ir besisukančių debesų morfologija labai skiriasi – besisukančiame modelyje žvaigždėdara vyksta daugiausiai debesies kraštuose, o ne centre, tačiau gauti panašūs žvaigždėdaros parametrai rodo, kad išorinio slėgio pakanka, jog didžioji dalis debesies galėtų pradėti efektyviai formuoti žvaigždes.

Gauti rezultatai rodo, kad išorinis slėgis paskatina žvaigždėdarą debesyje keliais būdais. Pirmasis – debesis yra suspaudžiamas ir jame sutrumpėja efektinis dinaminis laikas, dėl kurio dujos greičiau kolapsuoja ir per tą patį laiką gali suformuoti daugiau žvaigždžių. Antrasis – dėl išorinių debesies sričių spaudimo atsiradusi smūginė banga sukuria nestabilumus, dėl kurių formuojasi tankūs dujų gumulai ir paspartėja tų sričių kolapsas. Trečiasis – esant dideliame aplinkos slėgiui, debesies evoliucija beveik nepriklauso nuo jame vykstančių vidinių medžiagos judėjimų.

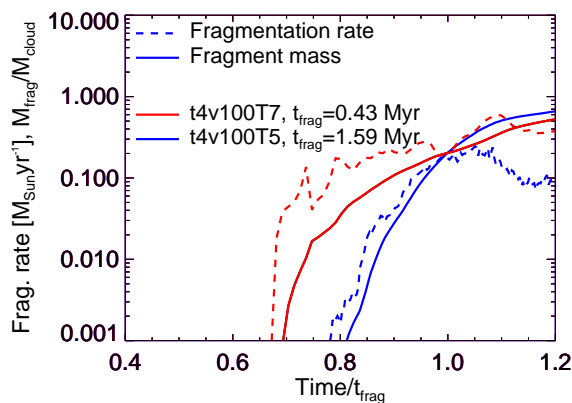
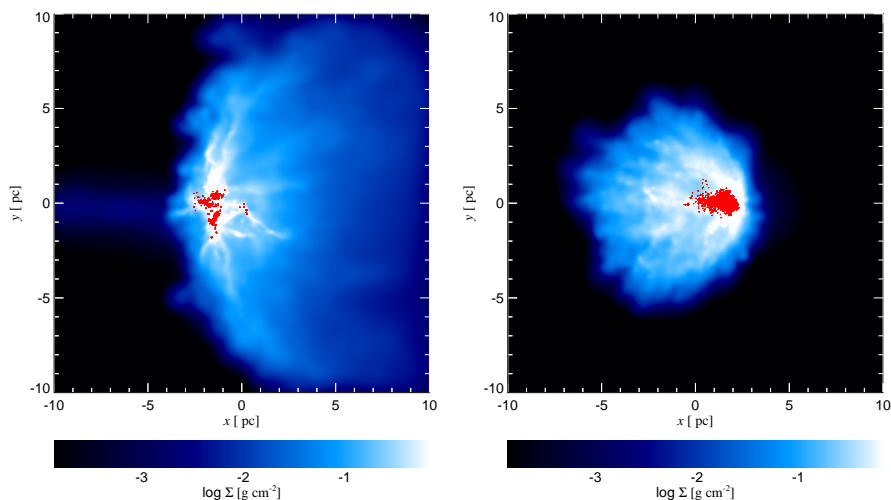
## 5.5 Šlyties efektas

Siekiant įvertinti šlyties efektą debesies evoliucijai, parinkti šeši modeliai, kuriuose debesis juda tam tikru greičiu tarpžvaigždinės terpės atžvilgiu (žr. 5.1 lentelę). Mažo aplinkos slėgio modeliai šiuo atveju atitinka standartinius hidrodinaminių kodų testus, kur tiriama šlytis tarp dviejų judančių terpių (Nakamura et al. 2006; Agertz et al. 2007; Read & Hayfield 2012), išskyrus, tai kad, šiuo atveju, debesų dujoms suteikta turbulencija. Tokios sistemos debesų suardymo laiko skalė yra lygi (Agerzt et al. 2007):

$$t_{\text{dest}} \sim 1,6 \times \frac{2R_{\text{cl}}}{v_{\text{lat}}} \left( \frac{\rho_{\text{cl}}}{\rho_{\text{ISM}}} \right)^{1/2} \sim 12,5 M_5^{1/2} R_{10}^{-1/2} v_{100}^{-1} \text{ Myr}, \quad (5.15)$$



**5.7 pav.** Aplinkoje judančių debesų morfologija ir evoliucija laike. Viršuje atvaizduoti debesys judantys 30 km/s, ties fragmentacijos laiku  $t = t_{\text{frag}}$ . Kairėje atvaizduotas nespaudžiamas modelis, kuriame aplinkos temperatūra siekia  $T_{\text{ISM}} = 10^5$  K, dešinėje – spaudžiamas modelis, kuriame aplinkos temperatūra siekia  $T_{\text{ISM}} = 10^7$  K. Apačioje atvaizduota abiejų modelių žvaigždėdaros spartos ir žvaigždinių dalelių masės dalies evoliucija, sunormuota į fragmentacijos laiką. Tarpžvaigždinė tarpė debesies atžvilgiu juda iš kairės į dešinę.



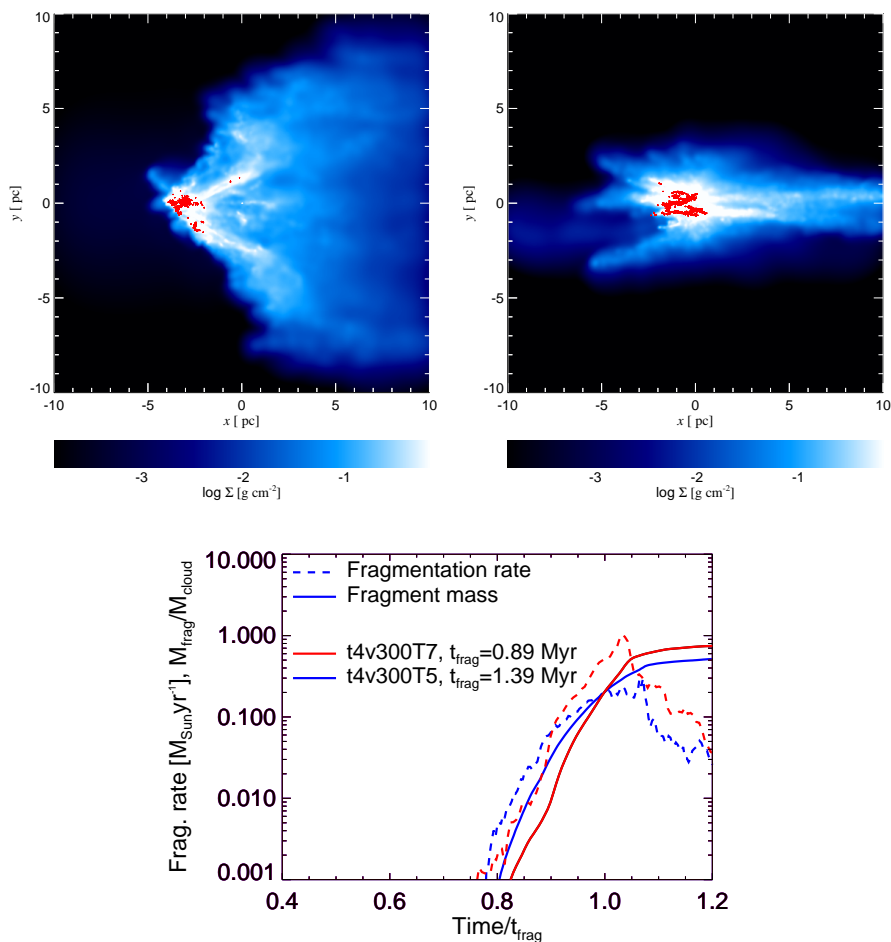
**5.8 pav.** Kaip ir 5.7 pav., tačiau debesys juda 100 km/s greičių tarpžvaigždinės terpės atžvilgiu.

čia  $v_{100} = v_{\text{lat}}/100 \text{ km/s}$ . Tai reiškia, kad debesys neturėtų būti sunaikinami dėl šlyties per mūsų tiriamą laikotarpį, ypač suspaustų debesų atveju.

Skaičiavimų patogumui laikome, kad debesis yra statiškas, o aplink jį X ašies kryptimi tolygiu greičiu juda tarpžvaigždinė terpė. Tyrimams pasirinkome logaritmiškai išskirstytus tarpžvaigždinės terpės judėjimo greičius:  $v_{\text{lat}} = 30, 100$  ir  $300 \text{ km/s}$ . Pats debesis yra reikšmingai įgreitinamas tik didžiausio greičio modelyje, kuriame debesis pasiekė  $\sigma_{\text{turb}}$  greitį ties  $\sim 0,8 \text{ Myr}$  (McKee et al. 1978), o visais kitais atvejais  $t_{\text{accel}} \gg t_{\text{dyn}}$ .

Šių modelių rezultatai yra pateikti 5.7 ( $v = 30 \text{ km/s}$ ), 5.8 ( $v = 100 \text{ km/s}$ ) ir 5.9 ( $v = 300 \text{ km/s}$ ) paveikslėliuose. Kiekviename paveikslėlyje viršuje pateikiama debesų morfologija ties  $t = t_{\text{frag}}$ , atitinkamai nesuspaustiems (kairėje) ir suspaustiems (dešinėje) modeliams. Apačioje pateikiama žvaigždinių dalelių formavimosi spartos ir bendros masės evoliucija, sunormuota į fragmentacijos





**5.9 pav.** Kaip ir 5.7 pav., tačiau debesys juda 300 km/s greičiu tarpžvaigždinės terpės atžvilgiu.

laiko skalę.

Evoliucijos eigoje atsiranda aiškūs skirtumai tarp T5 ir T7 modelių. T5 modeliuose žvaigždėdara vyksta debesies priekinėje dalyje (kairėje), tuo tarpu T7 modelių atveju žvaigždėdara vyksta arčiau galinės (dešinės) debesies pusės. Tai galima paaiškinti tuo, kad  $t4v300T5$  modelyje neatsiranda smūginė banga, nes medžiagos greitis yra  $v_{\text{lat}} \ll \sigma_{\text{turb}} (\rho_{\text{cl}}/\rho_{\text{ISM}})^{1/2} \simeq 130 \text{ km/s}$ . Šiuo atveju centrinės debesies dalies morfologija yra tokia pati kaip ir stacionarių debesų bei atsiranda tik labai maži žvaigždėdaros parametrų skirtumai (žr. 5.1 lentelę). Pirmosios žvaigždinės dalelės modelyje atsiranda ties  $t = 1,33 \text{ Myr}$ , o fragmentacijos laiko skalė yra lygi  $t_{\text{frag}} = 1,66 \text{ Myr}$  – šiek tiek mažesnė už stacionaraus debesies atvejį (1,78 Myr). Šis skirtumas atsiranda todėl, kad dalis debesies masės, yra pašalinama į tarpžvaigždinę terpę dėl šlyties. Tai lemia, kad reikia sukaupti mažiau masės žvaigždinėse dalelėse, kad būtų pasiekta 20% riba. Dėl

šlyties iš debesies pašalintų dujų atrodo, kad žvaigždinių dalelių sankaupa yra nutolusi nuo debesies centro.

Didesnio greičio modeliuose t4v100T5 ir t4v300T5 (5.8 ir 5.9 pav., viršuje kairėje) dėl judančios aplinkinės terpės susidariusi smūginė banga stipriai paveikia debesies evoliuciją. Smūginė banga debesyje juda panašiu ar didesniu greičiu už charakteringą turbulencijos greitį, todėl debesis yra smarkiai ardomas. Šis efektas paspartina žvaigždėdarą debesyje ir pirmosios žvaigždinės dalelės susiformuoja debesies priekyje ties  $t = 1,23$  Myr ir  $t = 1,08$  Myr atitinkamai v100 ir v300 modeliuose. Taip pat atitinkamai šiuose modeliuose fragmentacijos laiko skalės siekia  $t_{\text{frag}} = 1,59$  Myr ir  $1,39$  Myr, todėl didėjanti šlytis aiškiai spartina žvaigždėdaros tempą debesyje. Didėjant tarpžvaigždinės terpės greičiui didėja ir pašalintų dujų dalis, kuri lemia išaugusį debesies pusės masės spindulį. Abiejų modelių paveikslėlių kairėje pusėje nuo debesies matoma mažo tankio medžiagos srovė yra iš debesies pašalintų dujų uodega, kuri sugrižo dėl periodinių kraštinių sąlygų, tačiau dėl mažo tankio ji neturi reikšmingos įtakos debesies evoliucijai.

Aplinkos slėgio spaudžiami modeliai evoliucionuoja skirtingai nuo nespaudžiamų, dėl visais atvejais atsirandančios stiprios smūginės bangos (5.7, 5.8 ir 5.9 pav., viršuje dešinėje). Mažo aplinkos greičio modelis (t4v30T7) evoliucionuoja panašiai kaip ir stacionariais atvejais. Jame pirmosios žvaigždinės dalelės pasirodo ties  $t = 0,36$  Myr, o fragmentacijos laiko skalė lygi  $t_{\text{frag}} = 0,42$  Myr, kaip ir t4T7 modelyje. Didesnio aplinkinės terpės greičio atveju (t4v100T7) smūginė banga tampa nesimetriška ir greičiau juda ties debesies priekine (kaire) dalimi, o didžiausi tankiai ir žvaigždėdara pasiekiami debesies gale (dešinėje). Pirmosios žvaigždinės dalelės šiuo atveju atsiranda ties  $t = 0,29$  Myr, tačiau  $t_{\text{frag}} = 0,43$  Myr sutampa su ankstesniais modeliais. Didžiausio greičio modelyje (t4v300T7) smūginė banga dalinai suardo debesį, todėl žvaigždinės dalelės pradeda formotis vėliau ( $t = 0,60$  Myr) ir žvaigždėdara vyksta lėčiau ( $t_{\text{frag}} = 0,89$  Myr).

5.7, 5.8 ir 5.9 pav. apačioje esančiuose grafikuose pavaizduota debesies žvaigždinių dalelių formavimosi spartos ir masės dalies esančios žvaigždinės dalelės evoliucija, sunormuotą į fragmentacijos laiką. Nespaudžiamų debesų atveju, jų evoliucija tarpusavyje atrodė panašiai – pirmosios žvaigždinės dalelės susiformavo ties  $0,8t_{\text{frag}}$ , žvaigždinių dalelių formavimosi spartą pasiekė iki  $\sim 0,2 M_{\odot}/\text{yr}$ . Greičiausio tarpžvaigždinės terpės judėjimo modelyje žvaigždėdaros sparta krinta greičiausiai, dėl šlyties lemiamo masės praradimo. Mažiausią tarpžvaigždinės erdvės judėjimo greitį turintis modelis evoliucionuoja panašiai kaip ir stacionarūs debesis, jame maksimali žvaigždinių dalelių susidarymo sparta siekia  $\sim 1 M_{\odot}/\text{yr}$  ties  $t \simeq t_{\text{frag}}$ . t4v100T7 modelyje žvaigždinės dalelės pradėjo formotis šiek tiek anksčiau ( $t \simeq 0,65t_{\text{frag}}$ ), tačiau tolesnė žvaigždėdara vyksta lėčiau ir siekia  $\sim 0,3 M_{\odot}/\text{yr}$ . Ankstesnę žvaigždėdaros pradžią lemia nesimetriška smūginė banga, kuri judėdama debesyje anksčiau sukuria jai pa-

lankias sąlygas ir ištęstą žvaigždinių dalelių pasiskirstymą debesyje. t4v300T7 modelis evoliucionuoja panašiau į nespaudžiamus modelius, nes šlytis jį išardo ir aplinkos slėgis jam neturi tokios didelės įtakos.

## 5.6 Rezultatų aptarimas

### 5.6.1 Debesies suspaudimas

Visuose spaudžiamuose modeliuose laikinė debesies evoliucija yra beveik identiška. Integruoti debesies žvaigždėdaros parametrai, tokie kaip žvaigždėdaros pradžia, žvaigždėdaros sparta ir laiko skalė kol tam tikra debesies masės dalis tampa žvaigždinėmis dalelėmis, beveik nepriklauso nuo pradinių debesies sąlygų. Skirtumas atsiranda nebent besisukančiuose debesyse, kuriuose vidutinė žvaigždinių dalelių masė yra mažesnė, tačiau dėl supaprastintų žvaigždėdaros skaičiavimų iš to negalime daryti pagrįstų išvadų.

Tokia supanašėjusi debesų evoliucija rodo, kad kol išorės slėgis yra stipresnis už debesies vidinį dinaminį slėgį ar dėl judėjimo sukeltą šlytį, žvaigždėdara priklauso beveik išskirtinai nuo jį veikiančio aplinkos spaudimo. Taip pat žvaigždėdaros tempas modeliuose padidėja daugiau nei tai numato analitiniai sprendiniai, o tai galima paaiškinti tuo, kad praėjus smūginei bangai debesyje formuojasi tankūs dujų gumulai, kuriuose greičiau vyksta žvaigždėdara.

Nors mūsų modeliai yra idealizuoti, tačiau jie aiškiai rodo, kad išorinis slėgis gali dominuoti molekulinėse debesų evoliucijos eigoje. Šį efektą reikia įskaityti galaktikų ir didesniuose modeliuose, kuriuose žvaigždėdaros procesai nėra tiesiogiai modeliuojami. Įprastai tokiuose modeliuose įskaitomas tik dujų tankis (Springel & Hernquist 2003; Fujita et al. 2003), tačiau taip pat reiktų įskaityti ir aplinkinių karštų dujų sukuriamą slėgį.

### 5.6.2 Žvaigždėdara debesyje

Didžiojoje dalyje spaudžiamų debesų modelių žvaigždėdara paspartėja dėl atsiradusios smūginės bangos, kuri juda nuo debesies krašto link centro, bei po jos atsiradusių sutankėjusių dujų gumulų. Smūginė banga debesyje atsiranda todėl, kad aplinkos slėgis aplink debesį pakilo per laiko skales trumpesnes nei debesies dinaminis evoliucijos laikas ir jis nespėja susispausti. Mūsų t10T7 modelyje debesies dinaminis slėgis turėtų būti panašus į aplinkos, todėl smūginė banga turėtų būti gerokai silpnesnė, bet gauta žvaigždėdaros sparta daug didesnė už nespaudžiamus modelius. Elmegreen & Efremov (1997) nustatė, kad net ir aplinkos slėgiui didėjant iš lėto, kuomet debesyse neatsiranda smūginė banga, juose vis tiek padidėja žvaigždėdaros sparta. Tai leidžia teigti, kad išorės slėgis gali sukelti žvaigždėdaros spartos padidėjimą nepriklausomai nuo smūginės bangos egzistavimo.

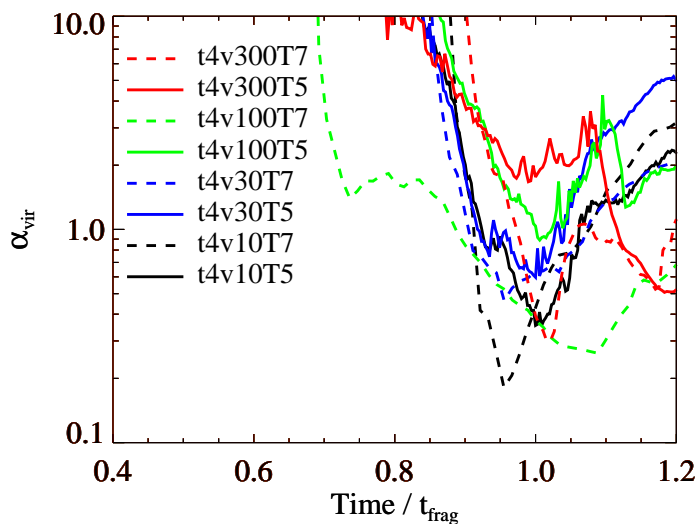
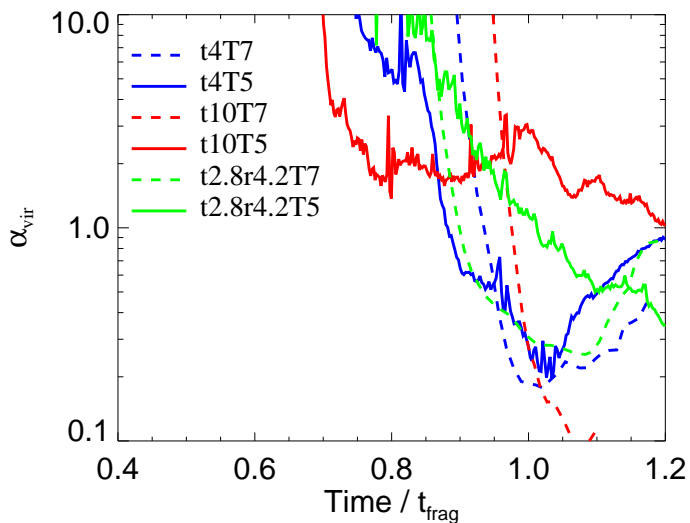
Pradinėse sąlygose mūsų skaičiuojami debesys turi tolygų tankio profilį, tačiau tikrovėje labiau atitiktų link centro didėjantis dujų tankis. Pritaikius

realistiškesnį tankio profilį, bei įskaičius faktą, kad debesis veikia ne tik turbulencija, bet ir sukimasis, tokiuose debesyse žvaigždėdaros sparta turėtų būti mažesnė. Dėl šios priežasties mūsų gauti rezultatai turėtų atstoti viršutines žvaigždėdaros spartos ribas.

Spaudžiamuose debesyse žvaigždinių dalelių susidarymo sparta išauga apie 10 kartų lyginant su nespaudžiamais debesimis. Šis padidėjimas yra didesnis nei stebima Kennicut-Schmidt dėsnio sklaida ( $\sigma_{KS} \simeq 0.2 - 0.3$  dex, Bigiel et al. 2008), todėl jo sukeltas efektas turėtų būti aptinkamas turimuose stebėjimuose. Galaktikos, kuriose vyksta žvaigždėdaros žybsnis, turi  $\sim 3 - 4$  kartus išaugusią paviršinę žvaigždėdaros spartą (García-Burillo et al. 2012). Tokius žvaigždėdaros žybsnius gali sukelti padidėjęs aplinkos slėgis (Zubovas et al. 2013). Tai patvirtina atlikti M82 galaktikos stebėjimai, kurios žvaigždėdaros srityse aptikta priklausomybė tarp žvaigždėdaros spartos ir aplinkos slėgio (Keto et al. 2005).

Žvaigždžių grįžtamasis ryšis, kuris yra neįtrauktas į mūsų skaičiavimus, turi įtakos debesyje susidariusiai žvaigždžių populiacijai. Jaunos masyvios žvaigždės įkaitina ir jonizuoja savo aplinką, padidindamos Džinsio masę ir tokiu būdu sulėtindamos žvaigždėdarą (Bate 2009; Offner et al. 2009). Taip pat žvaigždėdarai įtakos gali turėti iš prožvaigždžių išmetamos medžiagos srautai (Krumholz & Matzner 2009) bei spinduliuotės slėgis (Fall et al. 2010). Mūsų suspaustuose modeliuose žvaigždėdara vyksta gerokai greičiau, todėl spėja susiformuoti daugiau žvaigždinių dalelių iki tol, kol turėtų pasireikšti minėti grįžtamieji ryšiai. Net ir prasidėjus debesies ardymui, išaugęs išorės slėgis tam priešinasi ir lemia, kad didesnė medžiagos dalis gali dalyvauti tolimesnėje žvaigždėdaroje. Tačiau norint išsiaiškinti kiekvieno proceso įtaką žvaigždėdarai ir atsiradusius žvaigždžių populiacijų skirtumus, tam reikalingi detalesni modeliai.

Žvaigždžių grįžtamasis ryšys turi įtakos ne tik žvaigždėdarai, bet ir bendrai debesies evoliucijai. Fotojonizacijos įkaitintos dujos gali būti pašalintos iš debesies, tokiu būdu prarandant daugiau nei 10% visos debesies masės (Wang et al. 2010; Dale et al. 2012). Taip pat ir prožvaigždžių išmetami medžiagos srautai (Krumholz et al. 2012b), žvaigždžių vėjas (Dale et al. 2013) bei spinduliuotės slėgis (Krumholz & Matzner 2009) gali turėti įtakos ne tik debesies evoliucijai, bet ir susiformavusių spiečių mirtingumui (Dale et al. 2012; Pfallner 2011). Spinduliuotės slėgis tikriausiai yra pagrindinis veiksnys sukeliantis dujų turbulenciją (Krumholz et al. 2012b) bei suardantis molekulinis debesis (Murray et al. 2010), tačiau jau po  $\sim 3$  Myr nuo žvaigždėdaros pradžios gali prasidėti pirmieji supernovų sprogdimai, kurie išsklaidys didžiąją dalį debesies dujų (Rogers & Pittard 2013). Visi šie efektai taip pat gali padidinti slėgį aplink kitas debesies sritis ar net šalia esančius kitus molekulinis debesis ir pradėti žvaigždėdarą juose (Dale et al. 2007a; Koenig et al. 2012).



**5.10 pav.** Žvaigždinių dalelių virialinio parametro  $\alpha$  evoliucija šešiams modeliams be šlyties (viršuje) ir aštuoniems su šlytimi (apačioje). Ištinės linijos atitinka nespaudžiamus modelius, o punktyrinės linijos atitinka suspaustus. Viršutiniame skydelyje mėlynos linijos atitinka mažos turbulencijos, raudonos – didelės turbulencijos, o žalios – besisukančius modelius. Apatiniame skydelyje juodos, mėlynos, žalios ir raudonos linijos atitinka v10, v30, v100 ir v300 modelius.

### 5.6.3 Spiečių evoliucija

Žvaigždinės dalelės visuose nesisukančiuose modeliuose, taip pat ir ne v300 modelyje, susigrupuoja į vieną centrinį telkinį, panašų į spiečių. Mes detaliau ištyrėme šių spiečių evoliuciją ir 5.10 pav. atvaizdavome kaip kinta žvaigždinių dalelių virialinis parametras  $\alpha_{\text{vir}} = E_{\text{kin}}/|E_{\text{g}}|$  laike modeliams be šlyties (aukščiau) ir su šlytimi (žemiau). Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad šiame grafike pavaizduoti papildoma mažos šlyties modelių pora t4v10 (debesies judėjimo greitis lygus 10 km/s), kurios evoliucija yra beveik identiška t4v30 modeliams. Kiekvienoje modelių poroje punktyrinės linijos atitinka suspaustus modelius, o ištisinės – nespaudžiamus. Tik pradėjus formotis žvaigždinėms dalelėms jos viena kitos atžvilgiu būna visiškai nesusietos ( $\alpha_{\text{vir}} > 1$ ). Didėjant žvaigždinių dalelių skaičiui ir augant jose sukauptai masės daliai surišumas sparčiai didėja (virialinis parametras mažėja) ir nukrenta žemiau 1 apytiksliai ties  $t = t_{\text{frag}}$ . Gravitaciškai surišti spiečiai nesusiformuoja tik t10T5 ir t4v100T5 modeliuose, pirmuoju atveju, todėl, kad didžioji dalis debesies dujų išsisklaido dėl turbulencijos, o antruoju, nes debesį suardo šlytis dar besiformuojant spiečiui. Pasiekus  $t_{\text{frag}}$  spiečius baigia kolapsą ir „atsoka“, nes dalis žvaigždinių dalelių yra išmetamos iš spiečiaus ir išsisklaido. Tuo tarpu t4 ir t2.8r4.2 modelių poros išlaiko gravitaciškai surištus spiečius visą evoliucijos laikotarpį, tačiau tai negalioja šlyties veikiamiems modeliams. Lyginant suspaustų ir nesuspaustų modelių poras, esant išoriniam slėgiui, dažniausiai gaunami mažesni virialiniai parametrai, todėl išauga tikimybė debesyje susiformuoti gravitaciškai surištiems spiečiams. Taip pat tokiems spiečiams yra mažesnė tikimybė išsiardyti, kai iš jų yra pašalinamos debesies dujos ir prarandama dalis juos laikančios masės (Lada & Lada 2003).

Žvaigždinės dalelės susiformavusios stacionariuose debesyse turi panašius tankio profilius (5.3 pav.), tačiau skiriasi jų pusės masių spinduliai (5.1 lent.). t4T5 modelio pusės masės spindulys siekia  $r_{\text{h,sink}} \simeq 0,79$  pc, tuo tarpu t4T7 modelio –  $r_{\text{h,sink}} \simeq 0,26$  pc. Ši skirtumą lemia didelio tankio branduolys susiformavęs suspaustame modelyje, tuo tarpu nesuspaustame debesyje susiformavo didelis mažo tankio vainikas aplink centrinį spiečių. Šis skirtumas santykinai nedidelis ir abu spiečius būtų sudėtinga atskirti jų evoliucijos pradžioje, tačiau vėlesnė evoliucija gali gerokai skirtis. Kompaktiškesnis ir masyvesnis spiečius susiformavęs suspaustame modelyje gali lengviau atlaikyti potvynines jėgas ir laikui bėgant prarasti mažiau masės (Kruijssen & Portegies Zwart 2009; Spitzer 2014; Gieles & Baumgardt 2008).

### 5.6.4 Palyginimas su stebėjimais

Aplinkos įtaką žvaigždėdarai atskirų debesų ir visos galaktikos masteliais tyrė ne viena mokslininkų grupė. M82 galaktikos stebėjimai rodo, kad molekuliniai debesys pradeda formuoti žvaigždes tik tuomet, kai yra apsupti karštos tarpžvaigždinės terpės (Keto et al. 2005). Didelio raudonojo poslinkio galak-

tikose, kurios turi daug dujų ir vyksta žvaigždėdaros žybsnis, yra stebimas aukštas tarpžvaigždinės terpės slėgis (Swinbank et al. 2011). Ypač šviesių infraraudonųjų galaktikų (angl. ultra luminous infrared galaxy, ULIRG) sparčią žvaigždėdara galima paaiškinti tuo, kad besijungiančių galaktikų molekuliniai debesys įkrenta į aukšto slėgio tarpžvaigždinę terpę (Solomon et al. 1997). Taip pat yra stebimi molekulinų debesų savybių skirtumai M51, M33 ir LMC galaktikose, kurie gali būti paaiškinti tarpžvaigždinės terpės slėgio skirtumais (Hughes et al. 2013).

Teorinius tyrimus apie tai kaip GMC reaguotų į išaugusį aplinkos slėgį vykstant galaktikos susijungimams atliko Jog & Solomon (1992). Naudodamiesi analitiniais skaičiavimais jie taip pat nustatė, kad debesys būtų suspaudžiami ir dėl to išaugtų žvaigždėdaros sparta.

Elmegreen & Efremov (1997) pasiūlė, kad visi spiečiai (kamuoliniai ir padrikieji) formuojasi tuo pačiu principu, tačiau pagrindinius skirtumus lemia išorinis slėgis veikiantis molekulinį debesį. Jie teigia, kad kamuoliniai spiečiai formuojasi esant aukštam aplinkos slėgiui, dėl kurio dujos negali pabėgti iš debesies, todėl žvaigždėdara debesyje gali vykti ilgesnį laiką ir pasiekiamas didesnis žvaigždėdaros efektyvumas. Šios išvados yra panašios į mūsų gautus rezultatus, tačiau mes taip pat parodėme, kad dėl išorinio slėgio debesyje išauga ir žvaigždėdaros sparta, nes susidaro papildomos didesnio tankio sritys, kuriose gali prasidėti žvaigždėdara. Todėl žvaigždėdaros efektyvumas išauga ir dėl žvaigždėdaros grįžtamojo ryšio pašalinamų dujų sulaikymo ir dėl didesnėje debesies dujų dalyje vykstančios žvaigždėdaros.

Krumholz et al. (2009) pasiūlė, kad KS žvaigždėdaros dėsnio (proporcijumas tarp  $\Sigma_{\text{SFR}}$  ir  $\Sigma_{\text{gas}}$ ) lūžis gali būti paaiškinamas išorinio slėgio įtaka molekuliniam debesims. Šiuo atveju aukštas aplinkos slėgis sustiprina žvaigždėdarą ir lemia statesnę žvaigždėdaros spartos priklausomybę nuo paviršinio dujų tankio. Nors mūsų modeliai nėra tinkami KS dėsnio įvertinimui, tačiau gauti rezultatai atitinka šias išvadas.

Mūsų modeliai iš dalies yra panašūs į spinduliuotės sukkelto kolapso modelius (Bertoldi 1989). Šis procesas sulaukė didelio dėmesio (Klein et al. 1980; Kessel-Deynet & Burkert 2003; Dale et al. 2007b; Bisbas et al. 2011), jo metu dujos gali būti suspaudžiamos jonizuojančios spinduliuotės, kylančios iš masyvių žvaigždžių arba supernovų sukeltų smūginių bangų. Nors mūsų atveju išorės slėgis yra izotropiškas ir laike nekintantis, tačiau gauti rezultatai sutampa ir lemia žvaigždėdaros spartos padidėjimą. Verta paminėti, kad iš stebėjimų sunku įvertinti spinduliuotės sukkelto kolapso įtaką debesies evoliucijai. Kai kurios molekulinų debesų apžvalgos rodo padidėjusią žvaigždėdaros spartą debesyse, kuriuos paveikė supernovos smūginė banga (Preibisch & Zinnecker 1999) arba jonizuojančioji spinduliuotė iš šalia esančio žvaigždžių spiečiaus (Sugitani et al. 1989, 1991; Sugitani & Ogura 1994). Taip pat ir mažos bei vidutinės masės OB asociacijos rodo, kad jų formavimasis paskatino masyvių žvaigždžių spinduliuotė

(Lee & Chen 2007). Tuo tarpu jaunų žvaigždinių objektų apžvalgos rodo, kad žvaigždėdara aplink infraraudonuosius šaltinius vyksta dėl medžiagos kritimo į juos, o ne dėl spinduliuotės sukkelto kolapso. Nepaisant to, spinduliuotės sukkelto kolapso poveikis molekuliniams debesims ir juose vykstančiai žvaigždėdarai yra panašus į gautus mūsų modeliuose.

## 5.7 Apibendrinimas

Mūsų atlikti skaičiavimai rodo, kad idealizuotomis sąlygomis aukštas aplinkos slėgis gali būti pagrindinis veiksnys sukeliantis molekulinio debesies kolapsą ir žvaigždėdarą. Aukštas aplinkos slėgis ne tik pagreitina debesies kolapsą jį suspausdamas, bet ir neleidžia išsisklaidyti turbulentiškiems debesims, kuriuose priešingu atveju žvaigždėdara beveik nevyktų. Padidintą žvaigždėdaros spartą lemia didesnė debesies masės dalis, suformuojanti tankius gumulus, kuriuose gali pradėti formuotis prožvaigždės. Debesiui judant aukšto slėgio aplinkoje reikšmingą poveikį evoliucijai turi tik judėjimo greičiai viršijantys  $v_{\text{lat}} > 100$  km/s, kuomet debesis yra smarkiai išardomas ir didelė debesies masės dalis yra išsklaidoma.



# Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Šiame darbe atlikome žvaigždžių spiečių, esančių įvairiose aplinkose, parametrų tyrimus.

Pirmajame skyriuje pristatėme žvaigždžių spiečių paiešką ir tyrimus nykštukinėje netaisyklingoje galaktikoje Leo A, kurioje iki šiol buvo žinomas tik vienas spiečius ir neaptikti molekulinio vandenilio debesys, kuriuose galėtų formuotis spiečiai. HST ACS nuotraukose atradome ir ištyrėme 4 naujus spiečius. At-rasti spiečiai yra mažos masės ( $\sim 300 M_{\odot}$ ) ir jauno amžiaus ( $\sim 100$  Myr). Leo A yra mažiausios masės ir mažiausio metalingumo galaktika, kurioje yra aptikti žvaigždžių spiečiai, todėl gauti rezultatai padės suprasti žvaigždėdaros procesus ankstyvoje Visatoje.

Antrajame skyriuje aptarėme naują apertūrinės fotometrijos metodiką ir pritaikėme ją M31 galaktikos spiečiams. Apertūrinės fotometrijos metodika pa-grįsta interaktyviu fono lygio nustatymu ir adaptyviu apertūrų parinkimu, kas efektyviai sumažina besiprojektuojančių lauko žvaigždžių įtaką. Nors atliekant interaktyvią fotometriją yra sugaištama daugiau laiko, tačiau gaunami mata-vimai nepriklausantys nuo stipriai kintančio galaktikos lauko žvaigždžių fono. Parodėme, kad pritaikius naują metodiką didžiausi skirtumai gaunami infra-raudonosiose fotometrinėse juostose, kurias stipriai paveikia galaktikos diskui priklausančios raudonosios milžinės. Parengėme 1181 spiečiaus daugiaspalvės apertūrinės fotometrijos katalogą.

Trečiajame skyriuje pristatėme spiečių nustatytų parametrų (amžius, masė ir tarpžvaigždinė ekstinkcija) skirstinius. Analizavome tik diskui priklausančius (ne kamuolinius) ir patikimus matavimus turinčius spiečius. Dėl šios priežas-ties spiečių imtis sumažėjo iki 929 spiečių. Šių spiečių parametrus nustatėme visiems priskirdami Saulės metalingumą. Gauti rezultatai rodo, kad M31 ga-laktikoje per pastaruosius 300 Myr įvyko bent trys žvaigždėdaros spartos padi-dėjimai, kuriuos galėjo sukelti sąveikos su kaimyninėmis galaktikomis. Spiečių skaičiaus pasiskirstymas pagal amžių rodo, kad spiečių ardymas dėl potvyninių sąveikų diske tampa reikšmingas praėjus  $\sim 300$  Myr po susiformavimo.

Ketvirtajame skyriuje aptarėme molekulių debesų kolapso modeliavimo rezultatus, siekdami įvertinti aplinkos slėgio įtaką spiečių formavimuisi. Atli-kome debesų evoliucijos skaičiavimus mažo ir didelio slėgio aplinkoje, taip pat keitėme debesies parametrus nagrinėdami stacionarius, besisukančius ir judan-čius aplinkoje atvejus. Gauti rezultatai rodo, kad aplinkinio slėgio veikiamų debesų kolapsas gerokai paspartėja ir greičiau pasiekiami žvaigždėms formuoti reikalingi dujų tankiai. Išaukęs tankis lemia didesnį žvaigždėdaros efektyvumą. Išorinis slėgis taip pat sulaiko dujas nuo pabėgimo iš debesies dėl turbulencijos ir intensyvios jaunų žvaigždžių spinduliuotės, todėl debesis gali formuoti

žvaigždes ilgiau. Išorinio slėgio veikiamuose debesyse susiformavę spiečiai yra stipriau susieti gravitacijos nei laisvai susiformavę. Didesnis gravitacinis susietumas ir dėl efektyvesnės žvaigždėdaros likusi nepanaudota mažesnė dujų dalis, sudaro palankias sąlygas spiečiams išlikti nesuardytiems per pirmuosius kelis milijonus evoliucijos metų.

# Literatūra

- Adamo, A., Kruijssen, J. M. D., Bastian, N., Silva-Villa, E., & Ryon, J. 2015, MNRAS, 452, 246
- Agertz, O., Moore, B., Stadel, J., et al. 2007, MNRAS, 380, 963
- Allen, L., Megeath, S., Gutermuth, R., et al. 2007, B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson: University of Arizona Press), 951, 361
- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2007, A&A, 462, L17
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, AJ, 156, 123
- Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, A&A, 558, A33
- Barmby, P. & Huchra, J. P. 2001, AJ, 122, 2458
- Barmby, P., Huchra, J. P., Brodie, J. P., et al. 2000, AJ, 119, 727
- Bate, M. R. 2009, MNRAS, 392, 1363
- Bate, M. R., Bonnell, I. A., & Bromm, V. 2003, MNRAS, 339, 577
- Baumgardt, H. & Kroupa, P. 2007, MNRAS, 380, 1589
- Beasley, M. A., Brodie, J. P., Strader, J., et al. 2004, AJ, 128, 1623
- Bertoldi, F. 1989, ApJ, 346, 735
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, AJ, 136, 2846
- Binney, J. & Tremaine, S. 2008, Galactic Dynamics: Second Edition
- Bisbas, T. G., Wunsch, R., Whitworth, A. P., Hubber, D. A., & Walch, S. 2011, ApJ, 736, 142
- Boutloukos, S. G. & Lamers, H. J. G. L. M. 2003, MNRAS, 338, 717
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, MNRAS, 427, 127
- Bressert, E., Ginsburg, A., Bally, J., et al. 2012, ApJ, 758, L28
- Brodie, J. P. & Strader, J. 2006, ARA&A, 44, 193
- Caldwell, N., Harding, P., Morrison, H., et al. 2009, AJ, 137, 94

- Caldwell, N., Schiavon, R., Morrison, H., Rose, J. A., & Harding, P. 2011, *AJ*, 141, 61
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Clark, P. C., Bonnell, I. A., Zinnecker, H., & Bate, M. R. 2005, *MNRAS*, 359, 809
- Cohen, J. G., Matthews, K., & Cameron, P. B. 2005, *ApJ*, 634, L45
- Cole, A. A., Skillman, E. D., Tolstoy, E., et al. 2007, *ApJ*, 659, L17
- Cook, D. O., Lee, J. C., Adamo, A., et al. 2019, *MNRAS*, 484, 4897
- Dalcanton, J. J., Williams, B. F., Lang, D., et al. 2012, *ApJS*, 200, 18
- Dale, J. E. & Bonnell, I. 2011, *MNRAS*, 414, 321
- Dale, J. E., Bonnell, I. A., & Whitworth, A. P. 2007a, *MNRAS*, 375, 1291
- Dale, J. E., Clark, P. C., & Bonnell, I. A. 2007b, *MNRAS*, 377, 535
- Dale, J. E., Ercolano, B., & Bonnell, I. A. 2012, *MNRAS*, 424, 377
- Dale, J. E., Ngoumou, J., Ercolano, B., & Bonnell, I. A. 2013, *MNRAS*, 436, 3430
- de Meulenaer, P., Narbutis, D., Mineikis, T., & Vasevičius, V. 2013, *A&A*, 550, A20
- de Meulenaer, P., Narbutis, D., Mineikis, T., & Vasevičius, V. 2014, *A&A*, 569, A4
- de Meulenaer, P., Narbutis, D., Mineikis, T., & Vasevičius, V. 2015a, *A&A*, 574, A66
- de Meulenaer, P., Narbutis, D., Mineikis, T., & Vasevičius, V. 2015b, *A&A*, 581, A111
- de Meulenaer, P., Stonkutė, R., & Vasevičius, V. 2017, *A&A*, 602, A112
- Dobbs, C. L., Krumholz, M. R., Ballesteros-Paredes, J., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 3
- Dobbs, C. L. & Pringle, J. E. 2013, *MNRAS*, 432, 653
- Dolphin, A. E. 2000, *PASP*, 112, 1383
- Dolphin, A. E., Saha, A., Claver, J., et al. 2002, *AJ*, 123, 3154

- Elmegreen, B. G. & Efremov, Y. N. 1997, *ApJ*, 480, 235
- Escala, A. & Larson, R. B. 2008, *ApJ*, 685, L31
- Fall, S. M., Chandar, R., & Whitmore, B. C. 2009, *ApJ*, 704, 453
- Fall, S. M., Krumholz, M. R., & Matzner, C. D. 2010, *ApJ*, 710, L142
- Faucher-Giguère, C.-A. & Kaspi, V. M. 2006, *ApJ*, 643, 332
- Ferguson, A. M. N. & Mackey, A. D. 2016, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 420, *Substructure and Tidal Streams in the Andromeda Galaxy and its Satellites*, ed. H. J. Newberg & J. L. Carlin, 191
- Fouesneau, M., Johnson, L. C., Weisz, D. R., et al. 2014, *ApJ*, 786, 117
- Fouesneau, M. & Lançon, A. 2010, *A&A*, 521, A22
- Fujita, A., Martin, C. L., Mac Low, M.-M., & Abel, T. 2003, *ApJ*, 599, 50
- Gaibler, V., Khochfar, S., Krause, M., & Silk, J. 2012, *MNRAS*, 425, 438
- García-Burillo, S., Usero, A., Alonso-Herrero, A., et al. 2012, *A&A*, 539, A8
- Geyer, M. P. & Burkert, A. 2001, *MNRAS*, 323, 988
- Gieles, M. 2009, *MNRAS*, 394, 2113
- Gieles, M. & Baumgardt, H. 2008, *MNRAS*, 389, L28
- Gieles, M., Heggie, D. C., & Zhao, H. 2011, *MNRAS*, 413, 2509
- Gieles, M., Portegies Zwart, S. F., Baumgardt, H., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 793
- Goddard, Q. E., Bastian, N., & Kennicutt, R. C. 2010, *MNRAS*, 405, 857
- Gregersen, D., Seth, A. C., Williams, B. F., et al. 2015, *AJ*, 150, 189
- Harris, W. E. & Racine, R. 1979, *ARA&A*, 17, 241
- Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., & Bergin, E. A. 2001, *ApJ*, 562, 852
- Hill, A. & Zaritsky, D. 2006, *AJ*, 131, 414
- Hobbs, A., Read, J., Power, C., & Cole, D. 2013, *MNRAS*, 434, 1849
- Hodge, P. W., Krienke, O. K., Bellazzini, M., et al. 2009, *AJ*, 138, 770
- Hollyhead, K., Adamo, A., Bastian, N., Gieles, M., & Ryon, J. E. 2016, *MNRAS*, 460, 2087
- Hughes, A., Meidt, S. E., Colombo, D., et al. 2013, *ApJ*, 779, 46

- Hunter, D. A., Ficut-Vicas, D., Ashley, T., et al. 2012, *AJ*, 144, 134
- Inoue, T. & Inutsuka, S.-i. 2008, *ApJ*, 687, 303
- Jog, C. J. & Solomon, P. M. 1992, *ApJ*, 387, 152
- Johnson, L. C., Seth, A. C., Dalcanton, J. J., et al. 2016, *ApJ*, 827, 33
- Johnson, L. C., Seth, A. C., Dalcanton, J. J., et al. 2017, *ApJ*, 839, 78
- Johnson, L. C., Seth, A. C., Dalcanton, J. J., et al. 2012, *ApJ*, 752, 95
- Johnson, L. C., Seth, A. C., Dalcanton, J. J., et al. 2015, *ApJ*, 802, 127
- Joye, W. A. & Mandel, E. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 295, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XII*, ed. H. E. Payne, R. I. Jedrzejewski, & R. N. Hook, 489
- Kawamura, A., Mizuno, Y., Minamidani, T., et al. 2009, *ApJS*, 184, 1
- Kessel-Deynet, O. & Burkert, A. 2003, *MNRAS*, 338, 545
- Keto, E., Ho, L. C., & Lo, K. Y. 2005, *ApJ*, 635, 1062
- Kirby, E. N., Rizzi, L., Held, E. V., et al. 2017, *ApJ*, 834, 9
- Klein, R. I., McKee, C. F., & Colella, P. 1994, *ApJ*, 420, 213
- Klein, R. I., Sandford, M. T., I., & Whitaker, R. W. 1980, *Space Sci. Rev.*, 27, 275
- Klessen, R. 2019, *Formation of the first stars*, ed. M. Latif & D. Schleicher, 67–97
- Koenig, X. P., Leisawitz, D. T., Benford, D. J., et al. 2012, *ApJ*, 744, 130
- Könyves, V., André, P., Arzoumanian, D., et al. 2020, *A&A*, 635, A34
- Krienke, O. K. & Hodge, P. W. 2007, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 119, 7
- Krienke, O. K. & Hodge, P. W. 2008, *PASP*, 120, 1
- Kroupa, P. 2002, *Science*, 295, 82
- Kroupa, P. & Boily, C. M. 2002, *MNRAS*, 336, 1188
- Kruijssen, J. M. D. 2009, *A&A*, 507, 1409
- Kruijssen, J. M. D. 2012, *MNRAS*, 426, 3008
- Kruijssen, J. M. D. 2013, *arXiv e-prints*, arXiv:1304.4600

- Kruijssen, J. M. D., Pelupessy, F. I., Lamers, H. J. G. L. M., Portegies Zwart, S. F., & Icke, V. 2011, *MNRAS*, 414, 1339
- Kruijssen, J. M. D. & Portegies Zwart, S. F. 2009, *ApJ*, 698, L158
- Krumholz, M. R. 2014, *Phys. Rep.*, 539, 49
- Krumholz, M. R., Dekel, A., & McKee, C. F. 2012a, *ApJ*, 745, 69
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2012b, *ApJ*, 754, 71
- Krumholz, M. R. & Matzner, C. D. 2009, *ApJ*, 703, 1352
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Bland-Hawthorn, J. 2019, *ARA&A*, 57, 227
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Tumlinson, J. 2009, *ApJ*, 699, 850
- Krumholz, M. R. & Tan, J. C. 2007, *ApJ*, 654, 304
- Krumholz, M. R. & Thompson, T. A. 2012, *ApJ*, 760, 155
- Krumholz, M. R. & Thompson, T. A. 2013, *MNRAS*, 434, 2329
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, *ARA&A*, 41, 57
- Lamers, H. J. G. L. M., Gieles, M., Bastian, N., et al. 2005, *A&A*, 441, 117
- Larsen, S. S. 2010, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 368, 867
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Lee, H.-T. & Chen, W. P. 2007, *ApJ*, 657, 884
- Maji, M., Zhu, Q., Li, Y., et al. 2017, *ApJ*, 844, 108
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., et al. 2017, *ApJ*, 835, 77
- Mateo, M. L. 1998, *ARA&A*, 36, 435
- Matzner, C. D. & McKee, C. F. 2000, *ApJ*, 545, 364
- McConnachie, A. W., Irwin, M. J., Ferguson, A. M. N., et al. 2005, *MNRAS*, 356, 979
- McKee, C. F. & Cowie, L. L. 1977, *ApJ*, 215, 213
- McKee, C. F., Cowie, L. L., & Ostriker, J. P. 1978, *ApJ*, 219, L23
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A*, 45, 565
- Murray, N., Quataert, E., & Thompson, T. A. 2010, *ApJ*, 709, 191

- Nakamura, F., McKee, C. F., Klein, R. I., & Fisher, R. T. 2006, *ApJS*, 164, 477
- Offner, S. S. R., Klein, R. I., McKee, C. F., & Krumholz, M. R. 2009, *ApJ*, 703, 131
- Pfalzner, S. 2011, *A&A*, 536, A90
- Preibisch, T. & Zinnecker, H. 1999, *AJ*, 117, 2381
- Puzia, T. H., Perrett, K. M., & Bridges, T. J. 2005, *A&A*, 434, 909
- Randriamanakoto, Z., Väisänen, P., Ryder, S. D., & Ranaivomanana, P. 2019, *MNRAS*, 482, 2530
- Read, J. I. & Hayfield, T. 2012, *MNRAS*, 422, 3037
- Read, J. I., Hayfield, T., & Agertz, O. 2010, *MNRAS*, 405, 1513
- Renaud, F. 2018, *New Astronomy Reviews*, 81, 1
- Ricker, P. M. 1998, *ApJ*, 496, 670
- Robitaille, T. & Bressert, E. 2012, *APLpy: Astronomical Plotting Library in Python*, *Astrophysics Source Code Library*
- Rogers, H. & Pittard, J. M. 2013, *MNRAS*, 431, 1337
- Roman-Duval, J., Jackson, J. M., Heyer, M., Rathborne, J., & Simon, R. 2010, *ApJ*, 723, 492
- Ruiz-Escobedo, F., Peña, M., Hernández-Martínez, L., & García-Rojas, J. 2018, *MNRAS*, 481, 396
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Schlafly, E. F. & Finkbeiner, D. P. 2011, *ApJ*, 737, 103
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Spitzer, Lyman, J. 1958, *ApJ*, 127, 17
- Spitzer, L. 2008, *Physical processes in the interstellar medium* (John Wiley & Sons)
- Spitzer, L. 2014, *Dynamical evolution of globular clusters*, Vol. 25 (Princeton University Press)



- Springel, V. 2005, MNRAS, 364, 1105
- Springel, V. & Hernquist, L. 2003, MNRAS, 339, 289
- Stonkutė, R., Arimoto, N., Hasegawa, T., et al. 2014, ApJS, 214, 19
- Stonkutė, R., Narbutis, D., Bridžius, A., Leščinskaitė, A., & Vansevičius, V. 2015, Baltic Astronomy, 24, 293
- Sugitani, K., Fukui, Y., Mizuni, A., & Ohashi, N. 1989, ApJ, 342, L87
- Sugitani, K., Fukui, Y., & Ogura, K. 1991, ApJS, 77, 59
- Sugitani, K. & Ogura, K. 1994, ApJS, 92, 163
- Swinbank, A. M., Papadopoulos, P. P., Cox, P., et al. 2011, ApJ, 742, 11
- Taylor, M., Boch, T., Fitzpatrick, M., et al. 2012, Simple Application Messaging Protocol Version 1.3, IVOA Recommendation 11 April 2012
- Thompson, T. A., Quataert, E., & Murray, N. 2005, ApJ, 630, 167
- van Zee, L., Skillman, E. D., & Haynes, M. P. 2006, ApJ, 637, 269
- Vansevičius, V., Arimoto, N., Hasegawa, T., et al. 2004, ApJ, 611, L93
- Vansevičius, V., Kodaira, K., Narbutis, D., et al. 2009, ApJ, 703, 1872
- Vazdekis, A., Sánchez-Blázquez, P., Falcón-Barroso, J., et al. 2010, MNRAS, 404, 1639
- Čeponis, M., Stonkutė, R., & Vansevičius, V. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1810.08045
- Wang, P., Li, Z.-Y., Abel, T., & Nakamura, F. 2010, ApJ, 709, 27
- Williams, B. F., Lang, D., Dalcanton, J. J., et al. 2014, ApJS, 215, 9
- Williams, J. P. & McKee, C. F. 1997, ApJ, 476, 166
- Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 2003, ApJ, 587, 278
- Zubovas, K. & King, A. 2012, ApJ, 745, L34
- Zubovas, K., Nayakshin, S., King, A., & Wilkinson, M. 2013, MNRAS, 433, 3079

# 6 skyrius

## Abstract

### Introduction

Newly formed stars inside molecular clouds are grouped into clusters that share similar ages and chemical compositions. Current studies show that cluster mass and structural parameters may depend from the state of environment in the galaxy (Krumholz et al. 2019). This could mean that cluster parameters are influenced by the intensity of star formation, interaction with other galaxies or other processes present in the galaxy e.g. an active galactic nuclei. Since clusters can be observed over longer distances than individual stars, their studies can be applied to a wide range of galaxies. For this reason, we aim to improve the methodologies used for the research of star clusters and evolution of galaxies.

The main goal of this work is to study star clusters in various galactic environments, which have different star formation histories and properties of interstellar medium. For our research we use high quality *Hubble Space Telescope* (HST) observations that enable us to study even the lowest mass star clusters in the Local Group galaxies. We determine cluster parameters (age, mass and extinction) either using photometry of individual cluster member stars or integrated photometry of the whole cluster. In this work we study star clusters in the dwarf irregular galaxy Leo A and the Andromeda (M31) spiral galaxy. The Leo A galaxy has low mass, but most of it is still in a gas phase. It is also isolated from other galaxies and only low intensity star formation is present (Hunter et al. 2012). Leo A is also a very metal-poor galaxy and star formation in such environment is not well understood (Klessen 2019). Meanwhile, M31 galaxy together with Milky Way, is a dominant member of the Local Group and has interacted and absorbed many other galaxies (Ferguson & Mackey 2016). For this reason M31 has a complicated star formation history and spatial structure.

HST Panchromatic Hubble Andromeda Treasury (PHAT, Dalcanton et al. 2012) survey covers a continuous area from the dense central to the sparse outer regions of the M31 galaxy. The survey includes observations in six passbands covering spectral range from near ultraviolet to near infrared light. This survey is currently the best dataset available for cluster parameter studies, which are strongly affected by degeneracies. In order to resolve degeneracies between parameters, derivation methods and models are constantly revised and improved, but the aim of our work is to improve the quality of the observation measurements themselves. While using aperture photometry for measurements, lumi-

nous field stars that are not part of the cluster, can strongly affect measured cluster magnitudes and colours. This can strongly decrease reliability of the determined cluster parameters by mimicking effects of physically different clusters. For this reason we have decided to create a new methodology for cluster aperture photometry that could account for contamination by projecting field stars.

With the intent to inspect and evaluate the environmental influence on star cluster formation, we have performed a modeling of a molecular cloud collapse. When molecular clouds are collapsing due to self-gravity, the gas density increases and star formation begins, but in order for star clusters to form, stars need to remain gravitationally bound. For this reason, we studied cloud collapse that happens in a low environmental pressure versus the same process in high environmental pressure, to determine the differences between the resulting star cluster properties. High surrounding pressure in addition to gravity can compress gas in the cloud, potentially increasing star formation rate and star formation efficiency (the portion of gas that is converted into stars).

## **Goal and tasks of the dissertation**

**Goal** – Study star cluster characteristics in different galactic environments.

### **Tasks of this work**

1. Study star clusters in the dwarf irregular galaxy Leo A.
2. Develop a new aperture photometry method suitable for various background densities of field stars.
3. Prepare a new star cluster catalogue, based on multicolour HST photometry of the M31 galaxy, and determine their parameters.
4. Study effects of surrounding environment on the formation of star clusters.

## **Main results and statements to defend**

1. Four new clusters have been discovered, in addition to only one known previously, in the extremely metal poor Leo A galaxy, which still has no detection of molecular clouds.
2. New method has been developed, that significantly increases accuracy of aperture photometry performed on clusters contaminated by dense field population stars. Two main problems have been addressed: background levels are determined interactively and consistently among all passbands; proposed an adaptive aperture method strongly reducing effects of projecting field stars.

3. New star cluster aperture photometry catalogue (1181 objects) has been prepared based on multicolour M31 HST observations.
4. Age, mass, and extinction parameters were determined for 929 star clusters, based on stochastic star cluster models.
5. Studied star clusters of the M31 galaxy indicate at least three episodes of increased star formation rate over past 300 Myr.
6. Using molecular cloud models it has been shown that star cluster formation strongly depends from the surrounding environmental pressure. It affects cloud star formation efficiency and resulting star cluster gravitational boundedness.

### **Contribution of the author**

The author has prepared observations based on M31 HST PHAT survey and performed aperture photometry for all clusters presented in this work. The author has also written all programs needed to perform measurements and data analysis. The author has automated part of the interactive measurement process. The author has prepared the bank of stochastic star cluster models and improved the extinction determination algorithm. The author performed the modeling of rotating molecular clouds inside low and high pressure environments. With the help of co-authors the author has created new aperture photometry methodology, determined M31 star cluster parameters and analysed the results.

## 6.1 Star clusters of the dwarf irregular galaxy Leo A

Leo A is a dwarf irregular galaxy (Fig. 6.1) at a distance of 800 kpc ( $m - M = 24.51$  mag, Dolphin et al. 2002, one minute of arc at such distance is  $\simeq 230$  pc) and is at the very edge of the Local Group. According to the predominant cold dark matter theory, dwarf galaxies were the smallest objects in the early Universe. Larger galaxies such as our Milky Way (MW) and Andromeda galaxy were formed after multiple such dwarfs have merged together. Even though most of its baryonic mass still resides in a gas phase (Hunter et al. 2012), stellar populations older than 10 Gyr have been detected (Dolphin et al. 2002). Such a low star formation efficiency can probably be explained by the fact, that this galaxy is isolated and does not interact with other galaxies and has very low metallicity, which might significantly hinder the formation rate of molecular clouds (Dobbs et al. 2014). The average measured metallicity of Leo A is equal to  $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -1.67$  ( $\approx 2\%$  Solar metallicity, van Zee et al. 2006; Kirby et al. 2017) which should mean a significantly smaller amount of dust grains present and subsequently, a less efficient formation of molecular hydrogen. Despite this, star formation is still an ongoing process in the Leo A galaxy as evident by the presence of ionized hydrogen (H II) nebulae which are the result of young and massive star radiation.

Small mass, metallicity and star formation rate of the Leo A galaxy can help us put additional restrictions on current star formation models and their dependence on environment (Cook et al. 2019). One of the main indications of a past star formation in a galaxy are star clusters, but up until this point only one has been discovered (Stonkutė et al. 2015). Using *Hubble Space Telescope* (HST) observations we have carried out a search for star clusters in the Leo A galaxy and determined their main parameters.

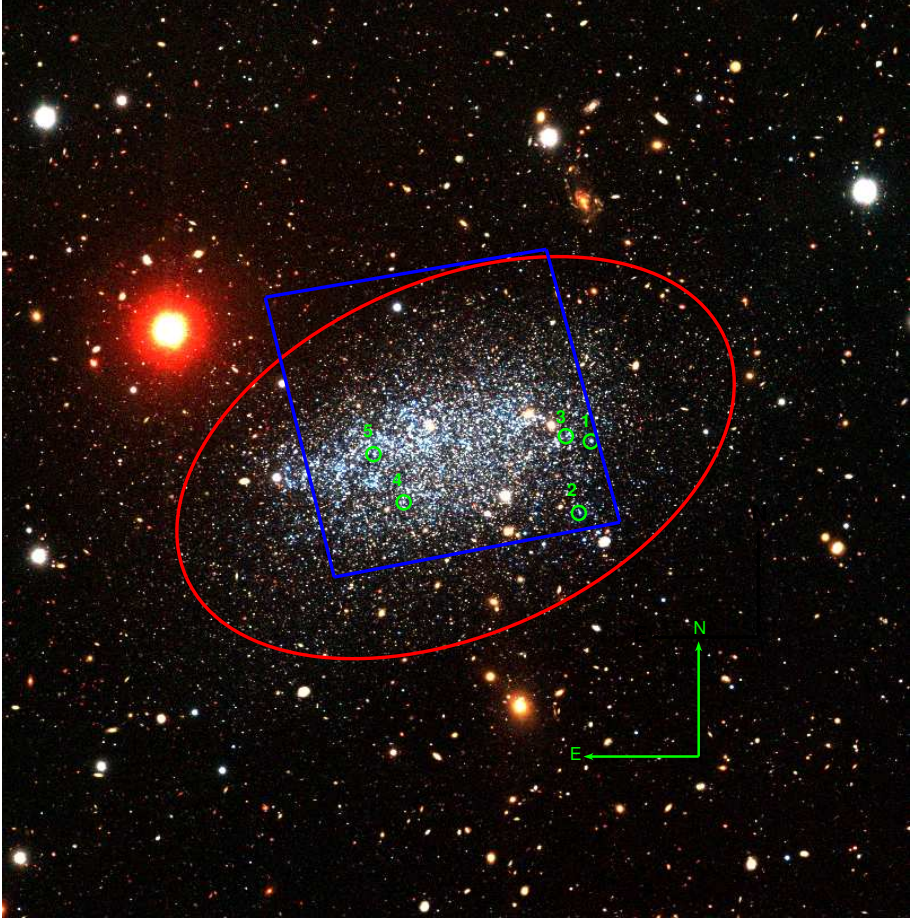
### 6.1.1 Cluster search methodology

Star cluster search and measurements were performed on the HST Advanced Camera for Survey (ACS) frames in the  $F475W$  and  $F814W$  passbands from the project Local Cosmology from Isolated Dwarfs (LCID, Cole et al. 2007). The observational data has been obtained from the Mikulski Archive for Space Telescopes<sup>1</sup> (MAST). The frames are bias-subtracted, flat-fielded and charge transfer efficiency corrected. Observed portion of the galaxy is marked by the blue square in Fig. 6.1. Stellar photometry was performed using the software package DOLPHOT 2.0 (Dolphin 2000, and many unpublished updates).

A total of 189 947 objects have been detected in both passbands for the initial catalogue. This number has been somewhat reduced after visual inspections of the ACS images, by marking obviously contaminated image areas

---

<sup>1</sup><http://archive.stsci.edu>



**Figure 6.1.** Leo A galaxy as observed by Subaru Suprime-Cam camera in  $B$ ,  $V$  and  $I$  passbands (Stonkutė et al. 2014). Red ellipse (axis ratio  $b/a = 0,6$ , position angle  $PA = 114^\circ$ ) marks Holmberg radius (where surface brightness at  $B$  passband reaches  $26.5 \text{ mag/arcsec}^2$ ) with major axis  $a = 3,5'$  (Mateo 1998). Center coordinates are:  $\alpha = 9^h 59^m 24^s$ ,  $\delta = +30^\circ 44' 47''$  (J2000, Vansevicius et al. 2004). Blue square corresponds to the field size of HST ACS observations (Cole et al. 2007). Green circles mark all star clusters discovered in the galaxy and their number. North is up and east is left.

either by background galaxies, bright MW stars, or image artefacts, as well as areas close to the frame borders. We further removed extended objects from the catalogue by imposing sharpness limits in both passbands to be  $0.2 < \text{sharpness}_{F814W} < -0.2$  and  $0.2 < \text{sharpness}_{F457W} < -0.2$ ). This clean up reduced the object count to  $N = 151\,146$ .

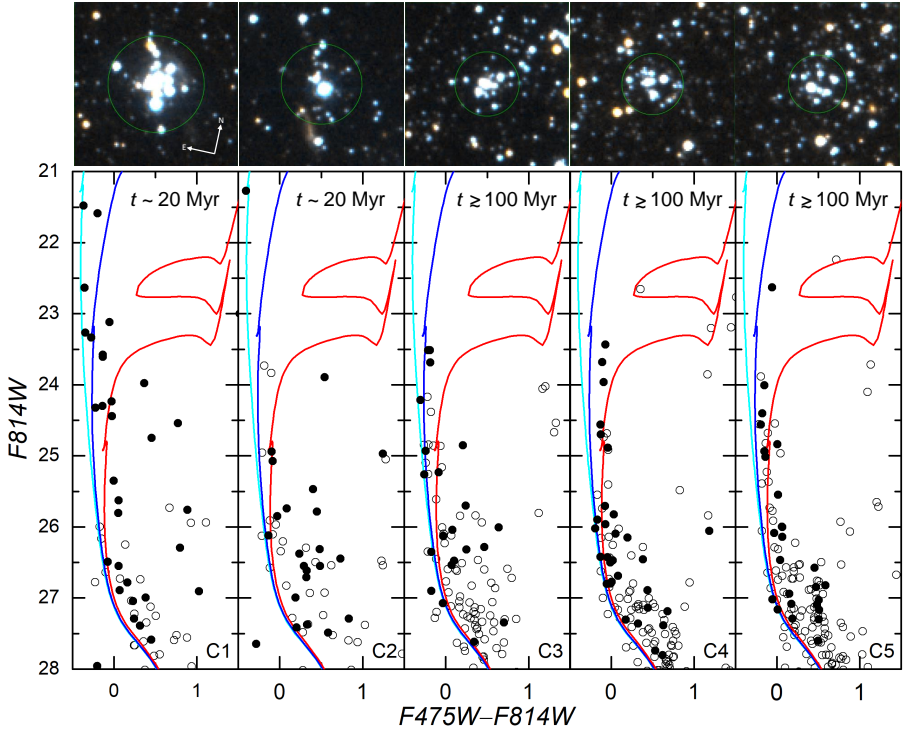
High resolution of HST ACS images allowed us to search for compact low-mass star clusters in the Leo A galaxy. The main tools used for our task were  $F475W$  and  $F814W$  passband combined images and colour-magnitude diagrams (CMDs) based on photometry of the detected objects. Furthermore, we selected only reliably identified and measured stars ( $F814W < 28$  mag), and excluded likely foreground MW stars that have the colour  $F475W - F814W > 2.0$  mag. This left us with a total of 98 525 stars within the HST ACS field, that were used to search for stellar overdensities.

To emphasize dense star groupings we used overlapping circular cluster kernels of radii  $0.5''$ . Background levels at each stellar position have been obtained in an annulus spanning from  $1.0''$  to  $2.0''$  around the star and were subtracted from the number density determined within the kernel. We then calculated the ratio between star number densities (within  $0.5''$  radius) and background zones. Finally, we tested various thresholds to select potential clusters for further analysis and found that density ratio of at least 5 gives reasonable results. This left us with 76 star clusterings that were carefully inspected using the HST ACS mosaics. In the end, 5 cluster candidates were selected. It is unlikely that the super-position of stars could affect identification of cluster candidates because stars are well-resolved and the disk of the galaxy is favourably oriented.

## 6.1.2 Results and discussions

The colour images of the clusters and their CMDs are presented in Fig. 6.2. Star-like objects residing inside the green circle are represented as filled black circles while star-like objects up to the  $2.5''$  radius are presented as open circles. The colour images of clusters are constructed from the HST ACS frames by combining images in the  $F475W$ ,  $(F475W + F814W)/2$ , and  $F814W$  passbands.

To determine accurate centre positions of these well resolved star clusters we use peaks on the spatially smoothed star number density map. Growth curves for each cluster were obtained by integrating a growing circular aperture in steps of  $0.1''$  up to the radius of  $2.5''$ . Cluster size was determined by the first sudden flattening of the growth curve and is represented by the parameter  $R$  in Table 6.1. The half-light radii  $R_h$  were obtained while measuring the growth curve at the total cluster magnitude (obtained at  $R$ ) plus 0.75 mag. The growth curve of cluster LeoA-C2 is mainly dominated by a single extremely bright star, for this reason we used the radial profile of star number count, instead.



**Figure 6.2.** Images of five identified clusters (top) and their star colour-magnitude diagrams (bottom). Filled circles show stars residing inside the green circle marking the extent of the cluster. Open circles show stars residing in a circle of  $2.5''$ . Images are constructed by combining  $F475W$ ,  $(F475W + F814W)/2$  and  $F814W$  passbands and each side is equal to  $5''$ . The PARSEC isochrones, release v1.2S (Bressan et al. 2012), of  $Z = 0.0007$  metallicity and ages of 20 Myr (the cyan line), 100 Myr (the blue line), and 500 Myr (the red line) are shown in all panels. All isochrones are adjusted for the distance modulus of 24.51 mag and MW foreground reddening,  $A(F475W) = 0.068$  mag and  $A(F814W) = 0.032$  mag.

**Table 6.1.** Cluster parameters of the Leo A galaxy.

ID	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	R	$R_h$	$F814W$	$CI$	Age	Mass
LeoA-C1	9:59:16.5	+30:44:59	1.50	0.55	19.85	-0.11	$\sim 20$	$\gtrsim 400$
LeoA-C2	9:59:17.2	+30:44:08	1.25	0.7*	20.82	-0.24	$\sim 20$	$\gtrsim 150$
LeoA-C3	9:59:17.9	+30:45:02	1.00	0.31	21.69	-0.15	$\gtrsim 100$	$\gtrsim 300$
LeoA-C4	9:59:26.9	+30:44:15	0.95	0.37	21.68	0.02	$\gtrsim 100$	$\gtrsim 300$
LeoA-C5	9:59:28.5	+30:44:50	0.90	0.34	21.78	-0.14	$\gtrsim 100$	$\gtrsim 300$

**Notes.** First column labelled ID is the cluster identification number; second and third columns list cluster equatorial coordinates; fourth column labelled  $R$  is the radius of the cluster in arcsec (in Fig. 6.2 it is marked with a green circle); fifth column labelled  $R_h$  is the half-light radius of the cluster derived from the photometric growth curve in arcsec (the asterisk shows the half-light radius of the cluster LeoA-C2 estimated from the star number count); sixth column lists measured magnitudes in the  $F814W$  passband through the aperture of radius  $R$ ; seventh column labelled  $CI$  is the colour index  $F475W - F814W$  measured through the aperture of radius  $R$ ; the last two columns list rough estimates of cluster ages (Myr) and masses ( $M_\odot$ ) respectively.



Cluster magnitudes and colour indices, derived using the circular apertures of radii  $R$  are listed in Table 6.1. We estimate that the accuracy of the integrated aperture photometry is  $\approx 0.05$  mag and includes the errors in background level determination and magnitude zero-point uncertainty. Additionally, the correct sky background subtraction can have big impact to the shape of the photometric growth curves in the outer regions of the clusters. We determined local sky background levels using  $1.5'' - 3.0''$  radius annuli in order to estimate likely uncertainties of the sky background subtraction. Using the background level obtained from varying background area sizes resulted in a relatively small half-light radii change:  $\Delta R_h \sim \pm 0.05$ .

We estimate star cluster ages by comparing stellar photometry to the PARSEC isochrones (Bressan et al. 2012), with  $Z = 0.0007$  metallicity. For reference Fig. 6.2 shows isochrones of 20 Myr (a cyan line), 100 Myr (a blue line), and 500 Myr (a red line). The isochrones were shifted according to the Leo A distance modulus of 24.51 mag (Dolphin et al. 2002) and a foreground MW extinction,  $A(F475W) = 0.068$  mag and  $A(F814W) = 0.032$  mag (Schlafly & Finkbeiner 2011), has been subtracted. Low metallicity isochrones of  $Z = 0.0007$  are used due to low abundance of measured oxygen in the galaxy ( $12 + \log(O/H) = 7.4$ ) as determined for H II regions by van Zee et al. (2006) and Ruiz-Escobedo et al. (2018). We should note that the young ages estimated for these clusters based on the upper main-sequence stars are rather insensitive to the assumed metallicity.

We determined the mass of star clusters using the distribution of blue ( $F475W - F814W < 0.5$  mag) bright ( $F814W < 26$  mag) stars located by the main sequence of isochrone (Fig. 6.2). We then integrated over the initial mass function by Kroupa (2002) in the stellar mass range from 0.08 to  $120 M_\odot$ . Approximate mass estimates for clusters are in the range of  $\sim 200 - 500 M_\odot$  (Table 6.1).

We also estimated the fraction of stars that form in clusters. For this task we used recent SFH in Leo A galaxy derived within the area of the HST ACS field by Čeponis et al. (2018). If we take into account only the two youngest clusters (LeoA-C1 and LeoA-C2) and compare them to the stars formed during the last 30 Myr, we get that  $\sim 10\%$  of stars were formed in clusters. If we take all five clusters (LeoAC1 C5) and compare them to the stars formed during the last 200 Myr, then only  $\sim 2\%$  of stars were formed in clusters. These large differences between estimates can be likely explained by selection effects (detection incompleteness) and cluster disruption processes. We would also like to bring attention to the fact that physical parameters derived for the low-mass ( $\sim 300 M_\odot$ ) star clusters can be strongly affected by stochastic effects (de Meulenaer et al. 2014), for this reason our results should be regarded as estimates.

### 6.1.3 Conclusions

Our aim was to search for compact star cluster candidates in the dwarf irregular galaxy Leo A, which has an extremely low metallicity (Kirby et al. 2017). Up to this point, only one star cluster (LeoA-C1) was discovered by Stonkutė et al. (2015) in this galaxy. We searched for clusters based on the photometry of star-like objects on HST ACS images in the  $F475W$  and  $F814W$  passbands covering the central parts of Leo A galaxy. We visually inspected spatial clusterings of the stars and found four new compact low-mass star cluster candidates.

We determined cluster ages using CMDs of stellar objects inside their apertures. We used the isochrones (Bressan et al. 2012) with metallicity  $Z = 0.0007$  and estimated cluster ages and masses. All clusters in Leo A have young ages and low masses (LeoA-C2:  $\sim 20$  Myr and  $\sim 150 M_{\odot}$ ; LeoA-C3–C5:  $\sim 100$  Myr and  $\sim 300 M_{\odot}$ ). Star clusters with such low masses ( $\sim 300 M_{\odot}$ ) and young-to-intermediate ages ( $\sim 20 - 100$  Myr) in the low stellar mass ( $3.3 \times 10^6 M_{\odot}$ ), and the extremely low metallicity ( $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 7.4$ ) dwarf irregular galaxy Leo A can be used to constrain star formation scenarios in the early Universe.

Star clusters studies in the dwarf galaxies recently had a more in-depth research based on LEGUS observations (Cook et al. 2019). Our study represent the lowest mass and the lowest metallicity limits of the LEGUS dwarf galaxies. For this reason clusters discovered in Leo A galaxy serve as an extension to the parameter space of star clusters measured in the LEGUS dwarfs. However, our research of the Leo A star clusters is limited by the small area covered by HST ACS observations, and a field approximately four times larger would be required to completely cover the galaxy.

## 6.2 Star clusters of the Andromeda galaxy

Star cluster parameters (age, mass, metallicity, and interstellar extinction) can be determined using various methods. Johnson et al. (2016, 2017) recently derived M31 cluster parameters using CMDs of individual cluster stars. However, the CMD fitting method limited the age of clusters that could be studied to 300 Myr, by the requirement to resolve and measure stars down to the main sequence turnoff point.

Another method used for cluster parameter derivation is based on integrated cluster magnitude comparison to the theoretical star cluster models (Fouesneau & Lançon 2010; Fouesneau et al. 2014; de Meulenaer et al. 2013, 2014, 2015a). This method allows the investigation of unresolved and semi-resolved cluster populations of various ages and masses. The downside of this method is that the accuracy of derived parameters strongly depend on the uncertainties of aperture photometry and the proper accounting of the projection of background and foreground stars.

In order to improve the quality of aperture photometry measurements, we continued the studies of de Meulenaer et al. (2017) and introduce a new star cluster photometry methodology using the same sample of clusters. We performed most of the photometry tasks interactively, which includes determination of the sky background that is the main source of uncertainties in the cluster aperture photometry (Krienke & Hodge 2007; Johnson et al. 2015). By doing the majority of tasks interactively we resolved inconsistencies associated with the automated sky background determination methods when large variations of background level are present. Proper background level determination is essential for measurements performed in areas with dense field star populations, such as the M31 galaxy.

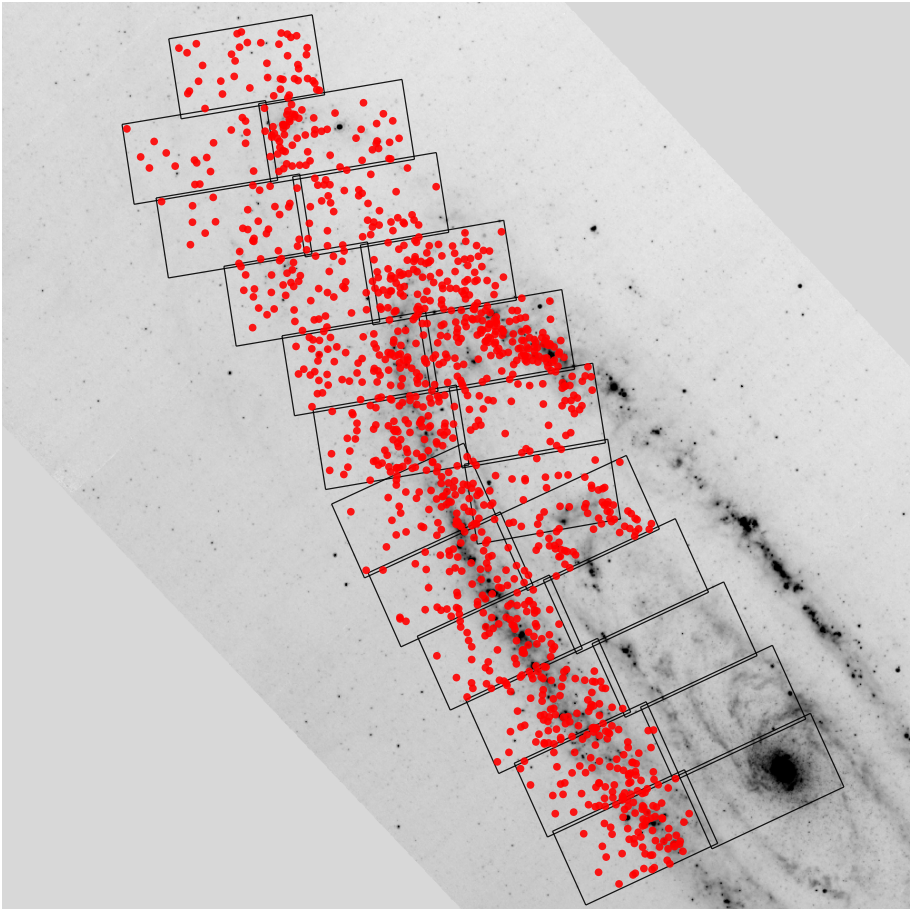
In addition to the new background level determination, we measured clusters with projecting luminous field stars using two aperture sizes: one to measure the total cluster magnitude and the second smaller one to obtain an accurate cluster colour, by avoiding bright contaminating stars. This new procedure ensures the consistency of colour indices for the majority of star clusters and improves the accuracy of derived parameters.

### 6.2.1 Observational data

Our research is based on the HST Panchromatic Hubble Andromeda Treasury (PHAT) survey data obtained from the Hubble Legacy Archive (HLA)<sup>2</sup>. We used the so-called Level 2 products that have bias and dark frames subtracted, flat fielding applied, and all available exposures combined. The survey includes six passbands from three different HST channels: *F275W* and *F336W* passbands from WFC3/UVIS, *F475W* and *F814W* passbands from ACS/WFC,

---

<sup>2</sup><http://hla.stsci.edu>



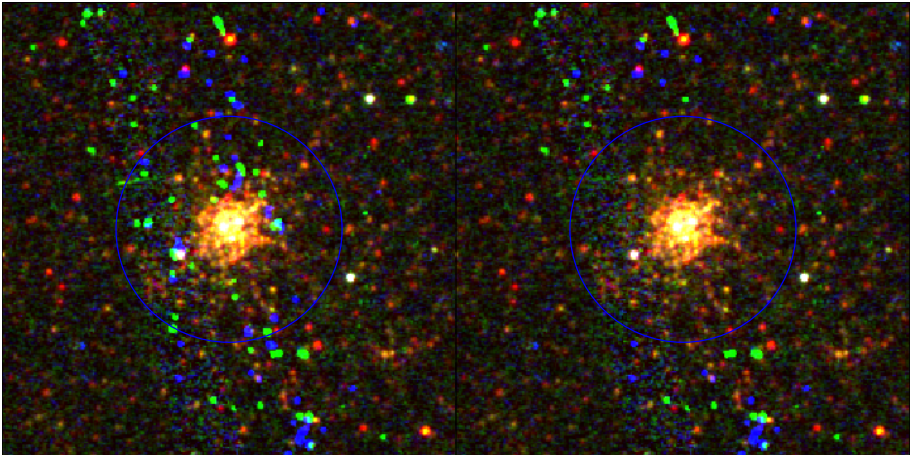
**Figure 6.3.** Spatial distribution of the 1181 star clusters analysed in this study overlaid on a Spitzer/MIPS 70  $\mu\text{m}$  image. Black contours show 23 bricks from PHAT survey. North is up, east is left.

*F110W* and *F160W* passbands from WFC3/IR.

The *F275W* and *F336W* passbands have only two repeated exposures available for each frame which makes it very difficult to find and clean various defects. For this reason these frames contain a large number of cosmic-ray artefacts. In order to remove artefacts visible in the ultraviolet (UV) frames, we use colour images combined from *F275W* + *F336W* + *F475W* passbands to identify and manually clean them using the `imedit` task from PyRAF<sup>3</sup>. We inspected and cleaned all clearly visible cosmic ray artefacts inside the cluster apertures defined in (Johnson et al. 2015). An example of artefact cleaning is shown in Fig. 6.4 where on the left side the cluster is covered by a large amount of cosmic rays (shown in bright green and blue colours). The right side

---

<sup>3</sup>[http://www.stsci.edu/institute/software\\_hardware/pyraf](http://www.stsci.edu/institute/software_hardware/pyraf) – PyRAF is a product of the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA for NASA



**Figure 6.4.** Image of the cluster ID0341 made from a combination of  $F275W+F336W+F475W$  passbands. On the left uncleaned  $F275W$  and  $F336W$  passbands are shown with significant number of artefacts are visible that are caused by cosmic rays (bright green and blue objects). On the right the same image after artefacts have been cleaned inside the cluster’s aperture. Blue circle represents  $R_J$  aperture.

of Fig. 6.4 shows the same cluster after cosmic rays have been cleaned in the vicinity of its aperture. It should be noted that there were instances where a large number of artefacts overlap with clusters, making them uncleanable and measurements had to be discarded. Since artefacts were removed by visual inspections, it is possible that some of them have blended in with stars and were not noticed.

Occasionally some frames contain empty or rejected pixels with values equal to zero. Largest amount of them are located in the  $F110W$  images, which have only one exposure for each field. We fill these defective pixels with an average value of 8 surrounding non-zero valued pixels (a minimum of 4 non-empty pixels is required). In cases where uncorrected pixels were found remaining after cleanup, we discarded the measurements in those passbands. As noted by Williams et al. (2014), the  $F110W$  passband in the field 8 of the brick 22 has elevated sky background levels, likely due to the  $10830 \text{ \AA}$  He I airglow emission line. Two clusters are affected by these elevated background levels (ID0461 and ID0800) and have higher-than-usual sky background noise levels, but otherwise their measurements seem to be consistent and are not omitted.

## 6.2.2 Cluster sample

PHAT survey covers a continuous area from the centre to the outermost north-eastern side of the M31 disk. The whole survey area is divided into 23 regions called bricks (marked by black contour lines in Fig. 6.3), with increasing numbering the further away they are from the galaxy’s centre (Dalcanton et al. 2012). For our study, we use the same sample of 1363 clusters analysed in

**Table 6.2.** Photometric Zero Points

<i>F275W</i>	<i>F336W</i>	<i>F475W</i>	<i>F814W</i>	<i>F110W</i>	<i>F160W</i>
22.67	23.52	26.15	25.52	26.06	24.70

de Meulenaer et al. (2017). They selected clusters based on image analysis in order to avoid clusters that have bad quality photometry.

We did visual analysis of all clusters and concluded that the field star density is too large at the centre of M31 for reasonably accurate photometrical measurements. For this reason, we discarded all the clusters located in the bricks numbered 1, 3, 5, and 7 (Dalcanton et al. 2012). This left us with 1184 clusters. Additionally, we found that clusters ID0147 and ID3779 are missing in both WFC3 channels, while cluster ID4132 has a lot of corrupted or missing pixels in the *F475W* passband, thus they were removed from further analysis. Locations of the remaining 1181 star clusters are shown in Fig. 6.3. Our sample of clusters covers a wide range of galactic environments – from dense central regions to the relatively sparse outermost areas.

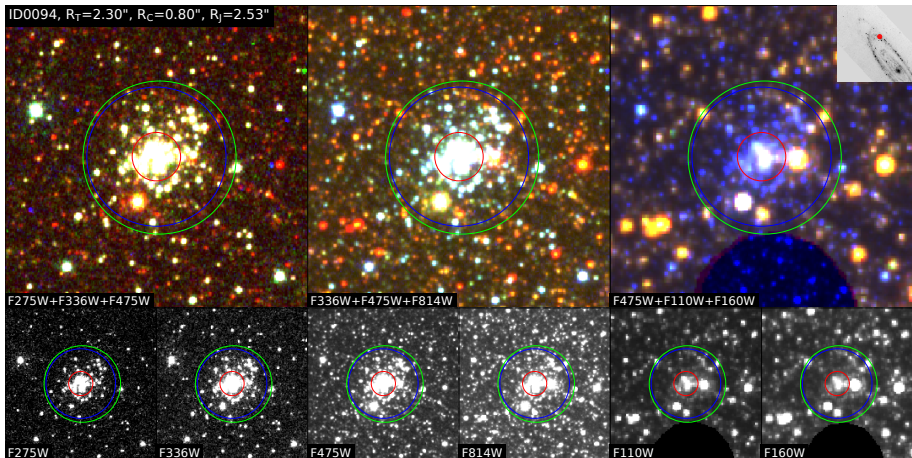
Using DS9 software (Joye & Mandel 2003) we inspected every cluster in *F336W*, *F475W*, and *F814W* passbands and adjusted their centre coordinates as necessary. Since luminosity-based cluster centres slightly differ in various passbands we gave priority to *F336W* and *F475W* passbands. For the majority of the clusters, coordinates are kept the same as provided by Johnson et al. (2015), or only slightly adjusted (median difference of 0.1"). In some cases of large stellar associations we readjusted centres and aperture sizes to cover only the most concentrated parts that could likely be considered as young bound clusters.

### 6.2.3 Aperture photometry

Aperture photometry of clusters was performed using circular apertures from the `photutils`<sup>4</sup> package. The `exact` measurement method was selected to account for partial pixel coverage. The growth-curves have been measured in all 6 passbands in steps of 0.01" up to two times the aperture radius of a cluster set by Johnson et al. (2015). For smaller apertures, a minimum radius of 5" was set in order to get sufficient background coverage. The area beyond the cluster's aperture was used for the interactive background level determination (see description below), while a small incremental step for growth-curves was chosen to have the ability to easily measure clusters with any aperture size needed during the analysis phase. Photometric zero points for the ACS camera are taken from the ACS zero point calculator<sup>5</sup>, while zero points for both WFC3

<sup>4</sup><https://doi.org/10.5281/zenodo.596036>

<sup>5</sup><https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/acs/data-analysis/zeropoints>



**Figure 6.5.** The cluster ID0094 shown in colour panels (top), produced by combining 3 passbands, and grayscale panels (bottom), produced from individual passband frames (the passbands are labelled inside the panels). Blue and red circles represent applied T and C apertures, respectively. The size of each panel is  $10'' \times 10''$ , north is up, east is left. An insert at the top right corner indicates the location of the cluster in M31.

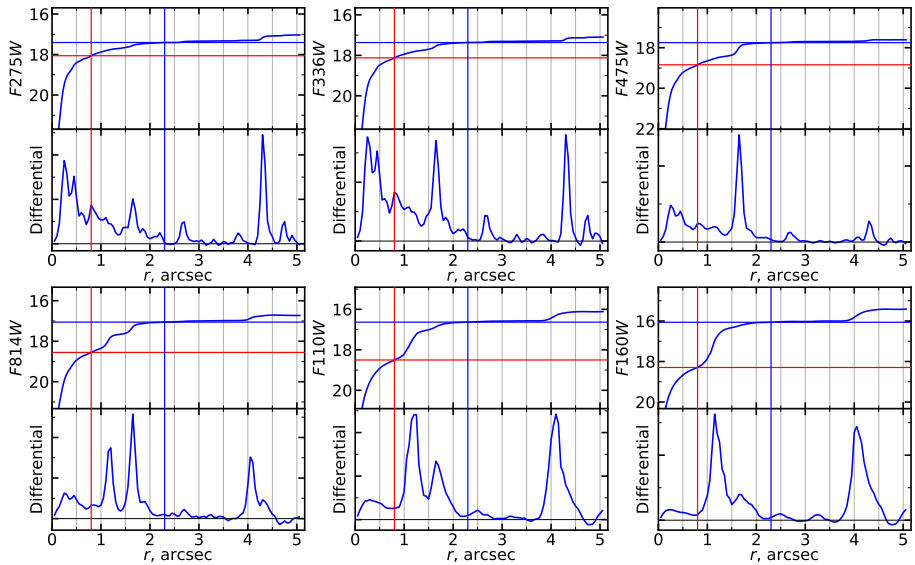
channels are taken from the STScI website<sup>6</sup> and are listed in Table 6.2. We assume a distance modulus of the M31 galaxy of  $m - M = 24.47$  (McConnachie et al. 2005).

Figs. 6.5 and 6.6 represent a set of images used for the cluster ID0094 analysis. Fig. 6.5 shows coloured images (top) constructed from the following passband combinations:  $F275W + F336W + F475W$ ,  $F336W + F475W + F814W$ , and  $F475W + F110W + F160W$ . Images of individual passbands are shown in the bottom row. A blue circle indicates a larger aperture used to measure total (T) magnitude of the cluster, while a red circle indicates a smaller aperture used for a more accurate colour measurements (C). This separation of measurements are needed to produce consistent colour indices, which are not affected by projecting field stars.

Fig. 6.6 presents measured growth-curves (top) and their differential profiles (bottom) in each passband for the star cluster ID0094. A blue vertical line shows the size of T aperture, while a red vertical line – the size of C aperture. Horizontal blue and red lines mark magnitudes measured at T and C apertures, respectively. Differential radial profiles represent flux contained in the rings of  $0.05''$  width in arbitrary units with background levels subtracted. Negative values in this case correspond to the areas that, on average, have smaller fluxes than the subtracted background level. Various peaks are indications of luminous stars and demonstrate the complexity of backgrounds surrounding

<sup>6</sup><https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/wfc3/data-analysis/photometric-calibration>





**Figure 6.6.** Growth-curves (top, in magnitudes) and differential profiles (bottom, in arbitrary units) for the cluster ID0094. Solid vertical blue and red lines show applied T and C aperture radii, respectively. Blue and red horizontal lines show derived corresponding cluster magnitudes.

the cluster.

Since cluster stars and surrounding sky background can vary significantly in both colours and luminosities, it makes separating them particularly difficult. We use  $10'' \times 10''$  sized images (such as presented in Fig. 6.5) to evaluate whether an object belongs to cluster or field population and choose T and C apertures accordingly.

## 6.2.4 Sky background

Sky background determination can cause large uncertainties for cluster aperture photometry measurements and various automated methods have been proposed to make them more consistent (Barnby & Huchra 2001; Krienke & Hodge 2007; Johnson et al. 2012). Crowded fields, such as found in M31, have proven to be extremely difficult to account for properly. Since images are semi-resolved there are usually a small number of well-resolved bright stars scattered around the measured area. Their irregular distribution greatly complicates the determination of background levels in different passbands.

We noticed that automated methods are inconsistent among various passbands. This means that the majority of clusters in our sample would have large uncertainties in their colour measurements. This is the result of the fact that fluxes in different passbands are dominated by different stars that differ significantly in colour (Fig. 6.5). The majority of bright field stars are red giants located in M31, their light dominates in the infrared (IR) passbands and



imitates effects of extinction and/or older ages thus greatly complicating their derivation process (de Meulenaer et al. 2017). Density of these IR bright field stars strongly depends on the distance to the centre of M31, but they could still significantly affect measurements even at the outermost regions.

In order to account for the field stars properly, we inspected growth-curves in all passbands (Fig. 6.6) of each cluster interactively. This allowed us to derive consistent background levels. To speed up this process, we developed a custom user interface that allowed us to adjust sky background levels interactively and to visually observe changes of growth-curves. While determining background level our main objective was to subtract the background’s unresolved component and to evaluate the impact of resolved stars. Differential growth-curve profiles (the lower graphs in each panel of Fig. 6.6) clearly show fluctuations arising from each star and played an essential part in our decision making. We paid special attention to correctly account for the bright field stars (mainly in the IR passbands) and the abundant image defects as well as cosmic-ray artefacts that dominate in the UV passbands.

We compared background levels determined by us to the calculated mean and median sky background values calculated in the ring area extending from  $1.2R_T$  to  $3.4R_T$  ( $R_T$  is a radius of cluster’s T aperture) following Johnson et al. (2015). Usually, interactively determined background level values are somewhat lower than the calculated means but higher than median values. This can be explained by the fact that mean values are strongly influenced by the brightest stars located in the background determination area, while median value calculations mostly ignore resolved stars that are a part of the background as well. The interactive method of background level determination involves visual analysis of the cluster images together with their growth-curves and radial profiles of differential fluxes. Combination of these resources allowed us to determine sky background levels consistently across all 6 passbands. We would like to emphasize two disadvantages in using this method of sky background determination: it may introduce systematic errors if background has a very complex structure, and each cluster requires multiple passes to eliminate human related mistakes, which make it a very time-consuming process.

### 6.2.5 Apertures

Large density of luminous field stars increases their probability of projecting onto the cluster’s aperture. To minimize the impact that resolved field stars have for aperture photometry measurements, we make use of two co-centred apertures. A larger aperture T is used to measure magnitudes in the *F475W* passband, while a smaller one (C) is used to avoid as many field stars as possible and measure magnitudes in all passbands. This procedure produces more consistent colour indices, which are most important for cluster parameter determination (de Meulenaer et al. 2017).

For the majority of clusters the T magnitude was measured using apertures equal or close to those used by Johnson et al. (2015). We slightly reduced apertures for some clusters to avoid bright field stars in the  $F475W$  passband. There are also a few cases where we had to reduce apertures so that they would fit into the image area in all of the passbands. If parts of a cluster had fallen outside of an image, we discarded measurements in those passbands.

The  $F475W$  passband was chosen as a base to calculate the total cluster magnitudes, since it has the highest signal-to-noise ratio, and is not as contaminated by the light of bright field stars from old M31 populations as the  $F814W$  passband. In the meantime the C apertures mostly include only the central parts of clusters. C aperture radius typically ranges from  $0.4''$  to  $1.4''$ , depending on the cluster’s size and the location of resolved probable field stars. However, some clusters required the reduction of C aperture radius as small as  $0.3''$  (6 pixels in ACS/WFC) to avoid possible contaminants.

Magnitudes obtained using C aperture sizes ( $m_{C,F*W}$ ) were used to compute final cluster magnitudes ( $m_{F*W}$ ) in all passbands according to the two aperture (T and C) measurements performed in the  $F475W$  passband. The following equation is used to compute the final magnitudes:

$$m_{F*W} = m_{C,F*W} + (m_{T,F475W} - m_{C,F475W}), \quad (6.1)$$

where  $m_{F*W}$  is the final magnitude, while  $m_{C,F*W}$  is a magnitude measured using the C aperture.  $F*W$  corresponds to the individual passbands;  $m_{T,F475W}$  and  $m_{C,F475W}$  are T and C magnitudes in the  $F475W$  passband, respectively. Such calculations are only possible if we assume that the radial cluster colour profile has no gradient beyond the C aperture.

We use cluster ID0094 as an example of the thought process when choosing appropriate aperture sizes. Fig. 6.5 shows the T (a blue circle) and C (a red circle) apertures for this cluster. The main conditions that decided such aperture sizes are as follows: an IR bright star located to the west from the cluster; a bright star in all passbands located to the south-east from the cluster; an IR bright star located to the south from the cluster; a zone to the south from the cluster where observations in the  $F110W$  and  $F160W$  passbands are missing due to the so-called “death star” defect in the WFC3/IR detector. The measured T magnitudes of the cluster ID0094 in all passbands are indicated in Fig. 6.6 by the horizontal blue lines, while the red lines indicate the C magnitudes. Blue and red vertical lines mark the sizes of T and C apertures, respectively.

The photometry results together with magnitude uncertainties ( $\sigma$ ) for each passband and half-light radii derived from growth-curves in the  $F475W$  passband ( $R_h$ ) have been compiled for all 1181 studied clusters into a single catalogue, portion of which is provided in the Table 6.3.

**Table 6.3.** M31 star cluster aperture photometry results.

APID	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	R	$R_h^c$	$F275W$	$F336W$	$F475W$	$F814W$	$F110W$	$F160W$
0001	11.435516	41.698562	2.0 <sup>a</sup>	0.56	20.198	19.330	18.811	17.599	17.081	16.497
			0.6 <sup>b</sup>		0.024 <sup>d</sup>	0.010	0.006	0.008	0.008	0.008
0002	11.366514	41.701013	1.4	0.59	21.276	20.561	20.019	19.075	18.794	18.450
			0.7		0.057	0.015	0.008	0.012	0.014	0.018
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...

**Notes.** The table shows an excerpt from data presented in the catalogue.

(<sup>a</sup>) the T aperture radius in arcseconds;

(<sup>b</sup>) the C aperture radius in arcseconds;

(<sup>c</sup>) the half-light radius in the  $F475W$  passband in arcseconds;

(<sup>d</sup>) the uncertainties of magnitudes ( $\sigma$ ) in corresponding passbands.

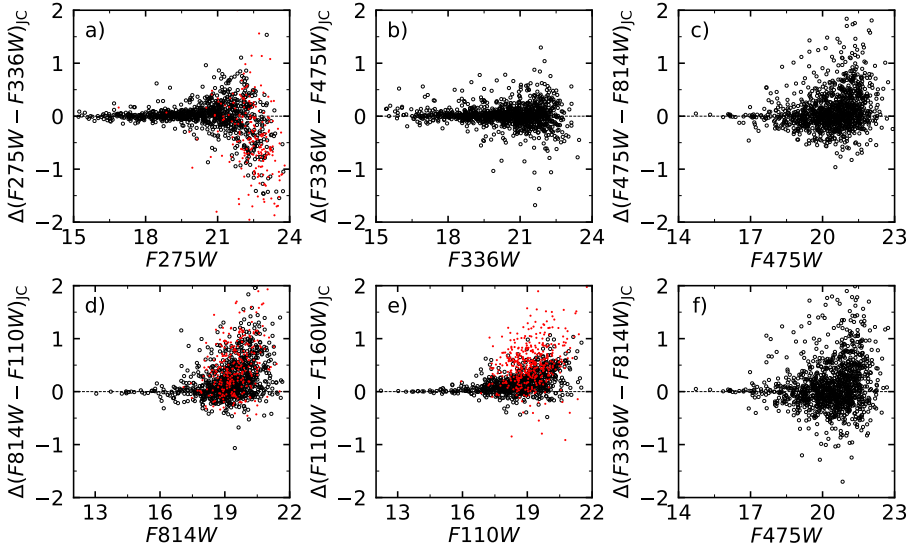
## 6.2.6 Photometry results

Fig. 6.7 shows large differences present in colour indices when we compare our results with Johnson et al. (2015). In this case, a cumulative effect on photometry is due to the differences in the following parameters: positions of cluster centres, aperture sizes, and sky background levels. Also, it is noteworthy to mention that there are no significant systematic differences between bright objects, which suggests that both data sets are well calibrated. Before comparison we corrected Johnson et al. (2015) photometry data using our new zero points (Table 6.2). Very large differences observed imply the importance of the problem addressed in our work.

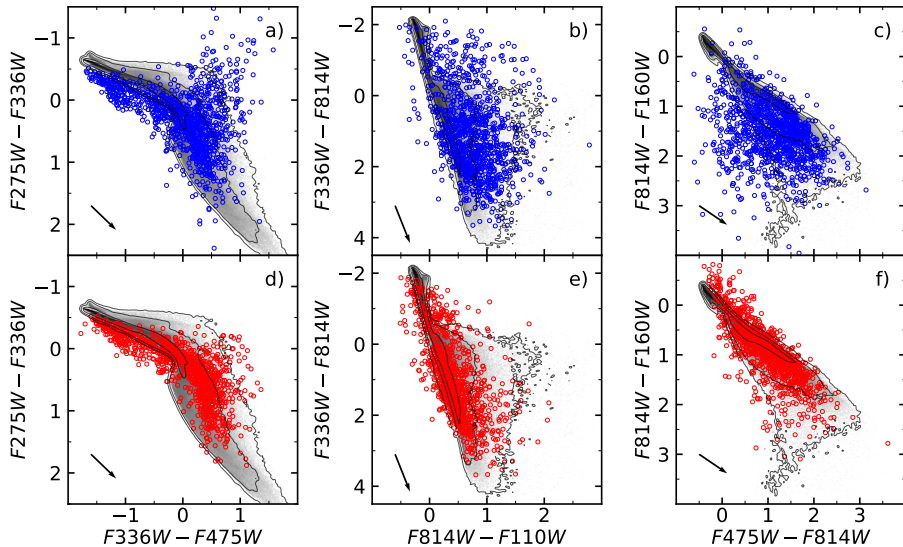
Red dots in Fig. 6.7 represent clusters that have only the upper limits of magnitudes published by Johnson et al. (2015). Since the distribution of the red dots is similar to the shape of colour index differences of clusters measured more precisely, we conclude that those differences are dominated by field stars projecting within larger apertures. The increasing difference with decreasing cluster brightness in the  $F275W$  and  $F336W$  passbands is because of low signal-to-noise ratio, which also results in a larger dependency on determined background levels. The differences in the IR passbands are mainly caused by randomly distributed bright field stars.

To see whether our new measurement methodology improved the quality of photometry, we compared them to the stochastic star cluster models within the age range of  $\log_{10}(t/\text{yr}) = 6.6 - 10.1$  and with masses of  $10^3 M_{\odot}$ . These models are based on PARSEC+COLIBRI isochrones<sup>7</sup> (Marigo et al. 2017) and were calculated using the same method as described in de Meulenaer et al. (2017) with 1 000 iterations for each parameter node. We plot them in the background of Fig. 6.8 without applying any extinction and we emphasize their density distribution with contour plots. In Fig. 6.8 we show colour-colour diagrams of Johnson et al. (2015, panels a-c) and our (panels d-f) photometry for the same sample of clusters. Our measurements follow the distribution of the models more closely in all of the panels. However, the largest differences are seen in

<sup>7</sup><http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>



**Figure 6.7.** Differences between Johnson et al. (2015) published colours and our final colours. Differences are calculated by subtracting our colours based on  $m_{F^*W}$  magnitudes from Johnson et al. (2015) colours in the respective passbands. Red dots mark clusters which have only the upper limits of magnitudes provided by Johnson et al. (2015).



**Figure 6.8.** Colour-colour diagrams show star cluster photometry results by Johnson et al. (2015) in panels a)-c) (blue circles) and those derived in this work in panels d)-f) (red circles). Distributions of star cluster models with masses of  $10^3 M_{\odot}$  are shown in the background. Arrows in the lower-left corners of panels indicate the extinction vectors of  $A_V = 1$  mag.

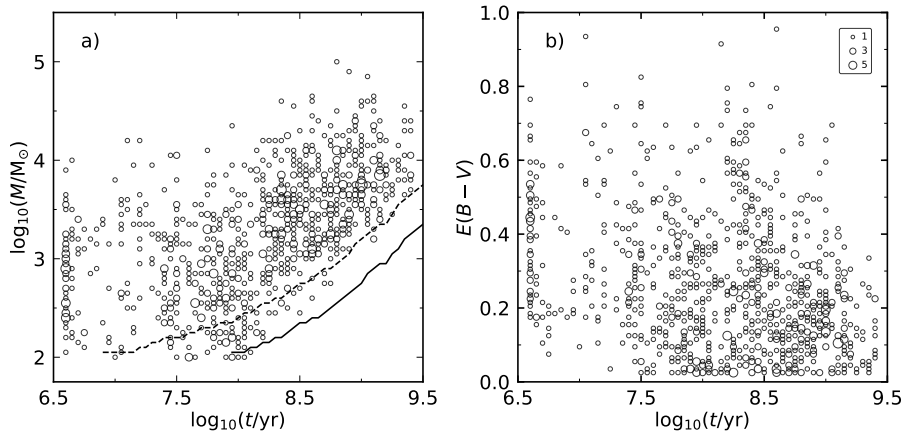
the IR passbands where the field star contamination is the most dominant.

We performed tests of the background level determination method used in Johnson et al. (2015) and found that it is easily possible to overestimate the local background level if there are a couple of bright stars located in the background region. It is likely that this is the reason that some clusters in Johnson et al. (2015) have only the upper limits reported for them in the *F110W* and *F160W* passbands. Young star clusters are especially sensitive to the determined IR background level because they are very faint in their respective passbands (Fig. 6.8c,f). Star clusters that are scattered at the upper right corner in Fig. 6.8a are mostly the ones that have only the upper limits of the UV magnitudes reported by Johnson et al. (2015). Since we determined background levels interactively, the accuracy of UV magnitudes is mainly limited by the statistical noise rather than the possible overestimation of background level. Star clusters scattered away from the models in Fig. 6.8d-f usually are a result of either very complicated surrounding backgrounds, that are difficult to take into account correctly, or have bright contaminating field stars falling within the C aperture, or are strongly affected by extinction. A clear systematic shift due to the extinction (notice the extinction vectors at the bottom-left corner), can be observed between clusters and models in a) and d) panels.

### 6.2.7 Parameter derivation

We use the same methodology to derive cluster parameters as described in publications by de Meulenaer et al. (2013, 2014, 2015a,b, 2017). The basic idea is to compare integrated photometry of clusters to a pre-calculated bank of theoretical clusters, which span a full range of expected parameters in age, mass, metallicity and extinction. Cluster parameters have high degeneracy and depend on various factors that need to be taken into account. For this reason the star cluster bank is generated using random sampling of the initial mass function (Kroupa 2002) with 1 000 samples for each combination of parameters (called nodes). Such random sampling mimics the effects of stochasticity that is present in the observed clusters and can strongly affect derived parameters (Fouesneau & Lançon 2010).

Our bank of stochastic star cluster models cover the following parameter ranges: ages –  $\log_{10}(t/\text{yr}) = 6.6 - 10.1$  with a step of 0.05 dex, masses –  $\log_{10}(M/M_{\odot}) = 2.0 - 6.5$  with a step of 0.05 dex and metallicities –  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.2 - +0.6$  with a step of 0.2 dex. We interpolate star magnitudes based on PARSEC 1.2S + COLIBRI PR16 (Marigo et al. 2017) isochrones. In order to reduce the amount of computer memory required to load an entire bank, we calculated extinction values during the comparison of models and observations. Allowed extinction values range between  $E(B - V) = -0.03$  and  $+1.0$  mag with a step of 0.01 mag. Negative values are used to account for the average foreground extinction towards the M31, that is equal to  $E(B - V) = 0.055$  mag



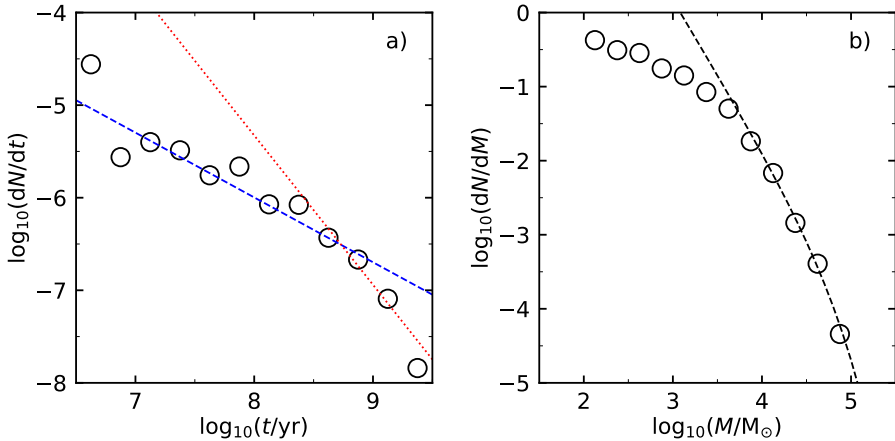
**Figure 6.9.** Cluster mass (a) and extinction (b) distribution based on their ages. Symbol sizes represent the number of overlapping clusters. Solid and dashed lines show cluster detection limits in absolute magnitudes of  $M_{F475W} = -2$  mag and  $-3$  mag, respectively.

(Schlafly & Finkbeiner 2011) and was removed from the observations before comparison. We calculate extinction using extinction curve by Cardelli et al. (1989) with the standard extinction law of  $R_V = 3.1$ .

Before we derive cluster parameters we further reduced our sample size by removing globular clusters, clearly gravitationally unbound stellar associations and clusters that are strongly affected by projecting luminous field stars. This left us with 929 star clusters that should all belong to the disk population and have metallicities close to the Solar value (Gregersen et al. 2015). This reduction of our cluster sample allowed us to fix metallicity to the Solar value, in order to reduce the amount of possible parameter degeneracies.

In Fig. 6.9 we present age dependence for parameters derived for the 929 clusters with a fixed Solar metallicity. The overabundance of young clusters is clearly visible in the a) panel and is likely that a significant portion of these clusters are unbound and should disperse in the coming few Myrs, as evidence of the small number of clusters at ages  $\sim 10$  Myr. The lack of low mass and old clusters can be explained by completeness effects. Solid and dashed lines represent cluster detection limits at absolute magnitudes of  $M_{F475W} = -2$  mag and  $-3$  mag, respectively. Large concentration of low mass clusters at  $\sim 100$  Myr includes small but compact clusters. Also, some of these low mass clusters have red field stars projecting in their apertures, this results in older ages being derived due to their redder integrated colours. Small mass clusters are especially sensitive to this effect due to their low integrated luminosity.

Majority of clusters in our sample have masses between  $10^3 M_{\odot}$  and  $10^4 M_{\odot}$ . The reduced number of smaller mass clusters can be explained by two factors: as already mentioned – smaller mass results in lower brightness thus they are



**Figure 6.10.** Cluster distributions (black circles) according to their age (a) and mass (b). A blue dashed line in the a) panel represents the decrease of the number of detected clusters due to aging and decreasing luminosity. The red dotted line in panel a) represents the decrease of a number of clusters due to environmental disruption (based on Boutloukos & Lamers 2003; Gieles 2009). The dashed line in the b) panel represents the Schechter function (Gieles 2009) with a characteristic mass equal to  $5 \times 10^4 M_{\odot}$ .

less likely to be detected and are affected by completeness the most; at the same time they are more likely to be disrupted due to tidal interactions, since they have smaller gravitation potential and lower stellar density (mass-dependant disruption, Krumholz et al. 2019).

Cluster distribution in the b) panel represents combined MW ( $E(B - V)_{\text{MW}} = 0.055 \text{ mag}$ ) and M31 extinction. Obtained values show how strongly cluster light is affected by the absorption and scattering of interstellar dust grains. These values depend on whether the cluster is located behind or in front of an interstellar cloud and whether light had to cross the disk where the majority of molecular clouds are located. All of the young clusters are affected by extinction to some degree, which is consistent with the fact that they are still located close to the parent molecular clouds. Since, the only clusters with the lowest extinction values are those that are older than  $\sim 30 \text{ Myr}$ , this could be an indication of the timescale over which they leave their parent clouds.

Fig. 6.10 shows cluster functions according to their age (a) and mass (b). The blue dashed line represents the change in the number of detected clusters due to fading, assuming a constant star formation rate. The overabundance of young clusters is clearly visible. This likely stems from the fact that a significant portion of the remaining clusters in our sample only appear to be gravitationally bound, but will disperse in the future few Myrs due to infant mortality (Krumholz et al. 2019). This is strongly supported by the lack of clusters at the ages  $\sim 10 \text{ Myr}$ . When compared to the fading line, three cluster number peaks are visible at ages  $\sim 30 \text{ Myr}$ ,  $\sim 80 \text{ Myr}$  and  $\sim 250$

Myr. This could represent periods of increased star formation in the galaxy. The reduced number of clusters older than 1 Gyr can likely be explained by disruption, which happens due to tidal interactions with other objects, e.g. giant molecular clouds. The red dotted line in panel a) represents a decrease of the number of clusters due to disruption by assuming that clusters of a certain mass disrupt after a certain amount of time (Boutloukos & Lamers 2003; Gieles 2009). In this case lower mass clusters disrupt faster than the more massive ones. Using cluster mass function in panel b) we obtain the Schechter function (Gieles 2009) with characteristic mass of clusters to be equal to  $5 \times 10^4 M_{\odot}$ . Characteristic mass obtained by Johnson et al. (2017) is lower and equal to  $8.5 \times 10^3 M_{\odot}$ . This discrepancy can be caused by different age ranges used in both studies, our sample includes clusters older than 1 Gyr, while Johnson et al. (2017) sample is limited to 300 Myr. It is possible that the star formation rate was higher in the past, which could result in a formation of more massive clusters. It is also evident in Fig. 6.9a that majority of clusters more massive than  $10^4 M_{\odot}$  are older than 300 Myr.

## 6.2.8 Conclusions

We performed multicolour aperture photometry on a sample of 1181 star clusters from the M31 PHAT survey (Dalcanton et al. 2012; Johnson et al. 2012, 2015). Our results show that the proposed methodology for photometry in fields with strongly varying background levels gives more consistent results when compared to theoretical stochastic cluster models. Two main issues have been addressed that limit the accuracy of aperture photometry of clusters: background level is determined interactively and consistently among all passbands; projecting field stars are avoided due to the use of smaller apertures to measure cluster colours only in the central parts. Usage of smaller apertures to measure colour indices reduces effects of bright field stars that could dominate in large apertures covering entire clusters. Around  $\sim 10\%$  of clusters in our samples contain bright field stars too close to the centre of a cluster and would require a subtraction of individual resolved field stars. In order to remove individual stars their photometry would need to be performed inside cluster centres with extremely crowded fields at high accuracy.

We derived parameters for a sample of 929 disk clusters by discarding globular clusters, clearly unbound stellar associations and clusters with questionable photometric quality. Based on the fact that we only analysed disk clusters and in order to reduce degeneracies between parameters, we fixed metallicity to Solar value. Using the stochastic cluster model bank we derived age, mass and extinction for each cluster. Our sample includes clusters from the youngest ages ( $\sim 4$  Myr) up to  $\sim 2.5$  Gyr and masses spanning from  $10^2 M_{\odot}$  up to  $10^5 M_{\odot}$ . Our results show that there could have been three periods of increased star formation rates in the past  $\sim 300$  Myr.



## 6.3 Environmental influence on star cluster formation

Usually clouds convert  $< 10\%$  of their gas mass into stars before dispersing (Kawamura et al. 2009; Dobbs & Pringle 2013). Under normal circumstances, star formation is an inefficient process: on spatial scales larger than pre-stellar cores only  $1 - 3\%$  of the molecular gas is available for star formation. Only this amount of gas is converted into stars every dynamical time (McKee & Ostriker 2007; Krumholz et al. 2012a). If star formation is inefficient, then once the molecular cloud disperses it strongly shocks newly formed cluster and disrupts it, because most of its mass is still in the gas phase; computer simulations show that  $\sim 10 - 30\%$  of the cloud mass must be converted into stars for clusters to remain bound (e.g. Geyer & Burkert 2001; Baumgardt & Kroupa 2007). It is also possible that massive clouds ( $M \gtrsim 7 \times 10^6 M_{\odot}$ ) might be able to withstand stellar feedback long enough for gas to be efficiently converted into stars (Kroupa 2002; Bressert et al. 2012). Efficient star formation might be required for clouds to form globular clusters, this means that less massive clouds need to be additionally compressed in order to form stars more efficiently (Escala & Larson 2008; Larsen 2010).

It is likely that the star formation rate is governed by the self-regulation of processes happening inside the cloud. For example, the opposing forces of cloud disrupting pressure created by stellar feedback and self-gravity of the gas (e.g., Thompson et al. 2005). In such a case an increase in the pressure of the ISM surrounding the cloud should result in an increase of the star formation rate inside a cloud (Zubovas et al. 2013). The connection between the high environmental pressure surrounding a cloud and an increased star formation rate seem obvious, but it requires several assumptions for it to be true. The first assumption is that external pressure actually enhances the star formation, which means that a pressure increase can trigger an additional star formation inside a cloud. The second assumption is that there is enough material in a cloud that can be compressed by external pressure to increase the rate of collapse of dense gas clumps, thus accelerating an ongoing star formation. Aforementioned assumptions cannot be tested in large-scale models, because of the need for detailed calculations of cloud evolution and fragmentation on the scale of individual molecular clouds. Typically, such resolution is below galaxy-wide numerical simulations which use subgrid prescriptions for star formation calculations. Based on this current situation, we performed numerical SPH simulations of spherically symmetric turbulent clouds inside a low and high pressure interstellar medium (ISM) to show its influence on the evolution of molecular clouds.

### 6.3.1 Cloud confinement by external pressure

Before we begin to analyse our numerical simulations we first make rough estimates on the effects of external pressure on the molecular cloud evolution. The results are scaled to a cloud of mass  $M = 10^5 M_\odot$ . It is a somewhat massive example of a molecular cloud in the Milky Way (Roman-Duval et al. 2010). Using the Larson (1981) and Solomon et al. (1987) relations, we find that the size of such a cloud should be  $L \sim 17$  pc, for this reason we choose the cloud radius to be  $R = 10$  pc  $\sim L/2$ . Additionally, we choose velocity dispersion of the cloud  $\sigma_{\text{turb}} = 3.6$  km/s for it to be supported against self-gravity (see below). For simplicity, we assume that the cloud is spherical with uniform density of  $n_{\text{cl}} \simeq 380$  cm $^{-3}$ .

The gravitational binding energy of the cloud is

$$e_b \simeq \frac{3}{5} \frac{GM}{R} \simeq 2.5 \times 10^{11} M_5 R_{10}^{-1} \text{ erg g}^{-1}, \quad (6.2)$$

where  $M_5 = M/10^5 M_\odot$  and  $R_{10} = R/(10 \text{ pc})$ . The virial temperature of the cloud is  $T_{\text{vir}} \simeq 3800 M_5 R_{10}^{-1}$  K, much higher than the gas temperature of molecular clouds  $T \sim 10$  K. Rapid gravitational collapse of the cloud is prevented by supersonic turbulence, that has turbulent velocity dispersion

$$\sigma_{\text{turb}} \simeq \sqrt{\frac{3}{10} \frac{GM}{R}} \simeq 3.6 M_5^{1/2} R_{10}^{-1/2} \text{ km s}^{-1}. \quad (6.3)$$

In a simplified case, the pressure surrounding the cloud increases isotropically and homogeneously. In reality this is an unlikely scenario, because usually an increase in ISM pressure is caused by a shockwave traveling at a finite speed. Nevertheless, this assumption allows us to qualitatively show external pressure effects without going too deep into complicated calculations. The high isotropic pressure compresses the cloud and in order for it to withstand this pressure, the cloud could develop higher turbulent velocity dispersion. We can update the equation (6.3) to include external confinement:

$$\sigma'_{\text{turb}} \simeq \sqrt{\frac{3}{10} \frac{GM}{R} + \frac{P_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}}}; \quad (6.4)$$

alternatively, one can express the updated velocity dispersion in terms of the pressure ratio:

$$\sigma'_{\text{turb}} = \sigma_{\text{turb}} \sqrt{1 + \frac{n_{\text{ISM}} T_{\text{ISM}}}{n T_{\text{vir}}}} \simeq 10.3 M_5^{-1/2} R_{10}^{3/2} P_7^{1/2} \text{ km/s}. \quad (6.5)$$

In this equation,  $n_{\text{ISM}}$  and  $T_{\text{ISM}}$  refer to the density and temperature of the surrounding ISM, respectively, and  $P_7 = P_{\text{ISM}}/(10^7 k_{\text{B}} \text{ K cm}^{-3})$ . Evolution

timescale for the compressed cloud can be expressed as an effective dynamical timescale:

$$t'_{\text{dyn}} \sim t_{\text{dyn}} \frac{\sigma_{\text{turb}}}{\sigma'_{\text{turb}}} = t_{\text{dyn}} \left( 1 + \frac{n_{\text{ISM}} T_{\text{ISM}}}{n T_{\text{vir}}} \right)^{-1/2}, \quad (6.6)$$

where  $t_{\text{dyn}} \simeq 1.7 M_5^{-1/2} R_{10}^{3/2} \text{ Myr} \propto \sigma_{\text{turb}}^{-1}$  is the dynamical timescale of the cloud.

In addition to the compression it is possible that a shockwave develops inside the cloud. A Shockwave should form if  $P_{\text{ISM}} \gg P_{\text{grav}}$ . The timescale for the shockwave to travel from the edge to the centre of the cloud, known as the cloud crushing timescale (Klein et al. 1994), is the same as  $t'_{\text{dyn}}$  as long as  $P_{\text{ISM}} \gg P_{\text{grav}}$ . If this condition is not satisfied, then the cloud crushing timescale becomes longer than the dynamical timescale and cloud crushing in such a case is negligible.

We make an additional assumption that the gas remains mostly molecular inside the traveling shock, since the temperature increase is not high enough to completely destroy  $\text{H}_2$  or  $\text{CO}$ . Using the cooling function approximation from McKee & Cowie (1977, Table 1), the gas cooling time is  $t_{\text{cool}} \sim 400 \text{ yr} \ll t'_{\text{dyn}}$ . This allows us to assume that the postshock gas cools instantaneously and attains density equal to (cf. Jog & Solomon 1992)

$$n_{\text{final}} \simeq \frac{16}{3} \frac{T_{\text{sh}}}{T_{\text{vir}}} n_{\text{cl}} \simeq \frac{P_{\text{ISM}}}{P_{\text{grav}}} n_{\text{cl}} \simeq 2.7 \times 10^3 P_7 M_5^{-1} R_{10} \text{ cm}^{-3}. \quad (6.7)$$

The resulting density increase by  $\sim 7$  times over the preshock gas density effectively lowers the Jeans' length and mass of the post-shock gas by a factor of  $\sim 2.6$ , if we make an assumption that the temperature stays the same. This allows for smaller density clumps to become unstable and collapse to form stars, and leads to accelerated star formation in the compressed cloud.

### 6.3.2 Numerical simulations

We use the hybrid N-body/SPH code GADGET-3 (an updated version of the publicly available code from Springel 2005) to run molecular cloud evolution calculations. All of our models start with a spherically symmetric cloud, with a radius of  $R_{\text{cl}} = 10 \text{ pc}$  and mass equal to  $M_{\text{cl}} = 10^5 M_{\odot}$ . The mean density of molecular hydrogen in such a cloud would be  $n_{\text{cl}} \simeq 380 \text{ cm}^{-3} \simeq 1.27 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ . The dynamical time of the cloud is  $t_{\text{dyn}} \simeq 1.7 \text{ Myr}$ . The cloud is supported against the collapse from self-gravity by gas turbulence with a characteristic velocity  $\sigma_{\text{turb}}$ . In the analysed models  $\sigma_{\text{turb}} = 4 \text{ km/s}$ , which should provide enough dynamical pressure to hold the cloud against self-gravity.

In our simulations clouds are surrounded by an ISM with particle density  $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$  and temperature of either  $10^5 \text{ K}$  or  $10^7 \text{ K}$ . This produces a pressure either much lower or much higher than the dynamical pressure of the cloud: ( $P_{\text{ISM}}/k_{\text{b}} = 10^5 \text{ K cm}^{-3}$ ) and ( $P_{\text{ISM}}/k_{\text{b}} = 10^7 \text{ K cm}^{-3}$ ), respectively.

**Table 6.4.** The list of model parameters and results

Model ID	$v_{\text{turb}}$	$T_{\text{ISM}}$	$t_{\text{sink}}$	$t_{\text{frag}}$	$r_{\text{h}}$	$\epsilon_{\text{ff,sink}}$
t4T5	4	$10^5$	1.26	1.78	4.26	0.08
t4T7	4	$10^7$	0.37	0.43	1.37	$> 0.9^*$

**Notes.** The first column shows the model ID. The next two columns provide the parameters: cloud turbulence velocity (in km/s) and confining ISM temperature (in K), respectively. The final four columns are the primary results: time of formation of the first sink particles  $t_{\text{sink}}$  (in Myr), fragmentation timescale  $t_{\text{frag}}$  (in Myr), corresponding to the time when sink particles account for 20% of the total cloud mass, half mass radius  $r_{\text{h}}$  (in pc) at fragmentation time, and efficiency of gas conversion into sink particles in one dynamical time  $\epsilon_{\text{ff,sink}}$ . The number with asterisk (\*) is extrapolated from earlier snapshots.

For this reason the models with low ISM pressure are called “uncompressed” and models with high ISM pressure are called “compressed”.

All of the models are constructed from  $N = 10^6$  SPH particles (one particle mass is  $m_{\text{SPH}} = 0.1 M_{\odot}$ ) that represent the cloud with a mass resolution of  $m_{\text{res}} = 442m_{\text{SPH}} = 44.2 M_{\odot}$ . This resolution is high enough to resolve very massive stars and small stellar associations. We use a cooling function from Inoue & Inutsuka (2008) appropriate for dense gas at temperatures between 10 and  $10^4$  K. We turn off cooling for gas at temperatures between  $3 \times 10^4$  K and  $T_{\text{ISM}}$  so that temperature of the surrounding ISM would stay constant. Calculations are performed inside a periodic box, with a side length equal to 80 pc. These conditions allow us to model the cloud gases with reasonable accuracy and keep the surrounding ISM isothermal.

In order to speed up simulations and track the fragmentation within the cloud, we introduced sink particles in regions where the density exceeds  $\rho_{\text{crit}} = 10^{-17} \text{ g cm}^{-3} \simeq 1.5 \times 10^5 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ . At temperature  $T = 10$  K, this corresponds to a Jeans’ mass  $M_{\text{J}} \simeq 0.4 M_{\odot} = 4m_{\text{SPH}}$ . This mass is similar to that of pre-stellar cores, so our simulations should not overproduce the number and total mass of fragments. The low Jeans’ mass allows us to track gas dynamics down to the resolution limit and below, although with lower accuracy at masses below the resolution of  $\sim 40 M_{\odot}$ .

The set of analysed models are listed in Table 6.4. We analysed models t4T5 and t4T7, where each model is labelled by the value of turbulence (“t”, in km/s) and logarithm of the surrounding ISM temperature (“T”). These simulations are designed to show the differences between the basic behaviour of compressed and uncompressed clouds.

For each model, we derived four parameters which can be used for a qu-

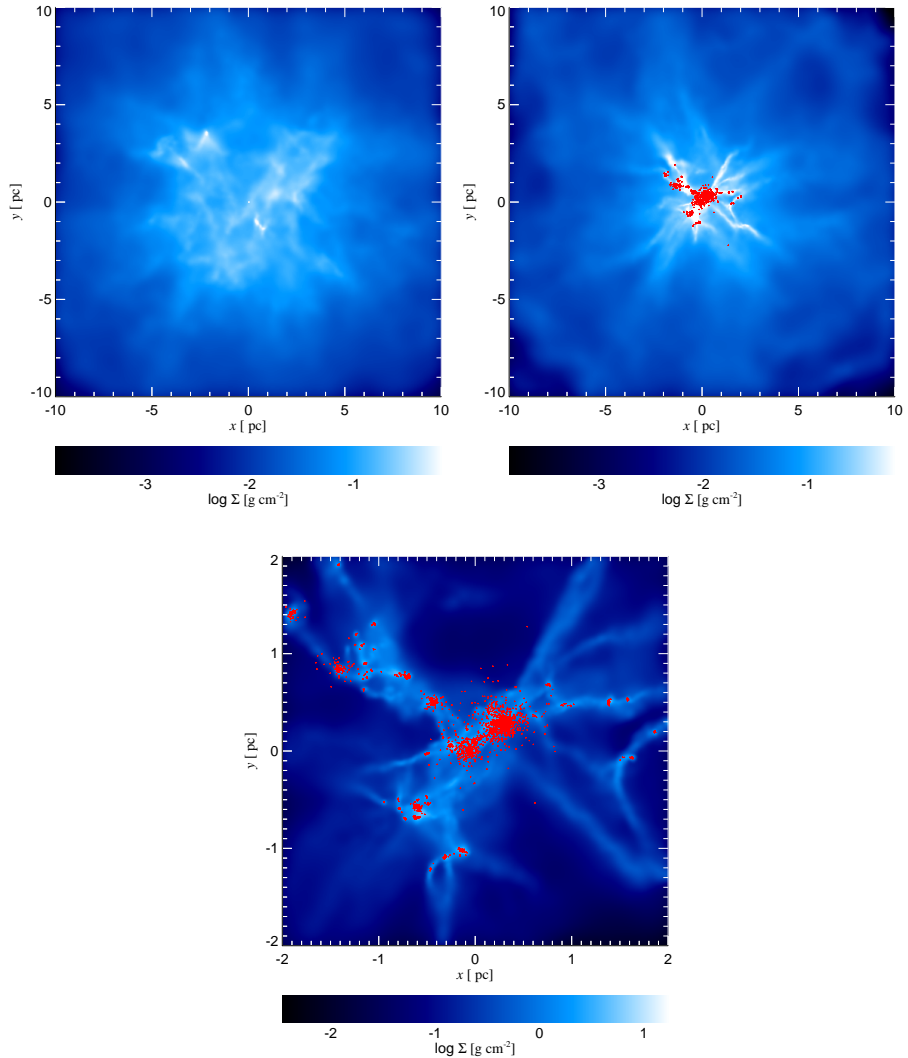
antitative comparison between them. The first parameter represents the time when the first sink particle forms ( $t_{\text{sink}}$ ), which can be used as indication of the beginning of star formation. The second parameter is the fragmentation time ( $t_{\text{frag}}$ ) that is defined as the time when the sink particle mass fraction reaches 20%. The third parameter is the half-mass radius of the sink particles ( $r_{\text{h}}$ ) at  $t = t_{\text{frag}}$ . The fourth parameter represents the efficiency of star formation in the cloud as the mass fraction inside the sink particles after one dynamical time ( $\epsilon_{\text{ff,sink}}$ ), i.e. 1.7 Myr. The obtained values for all these parameters are given in the last four columns of Table 6.4.

### 6.3.3 Results

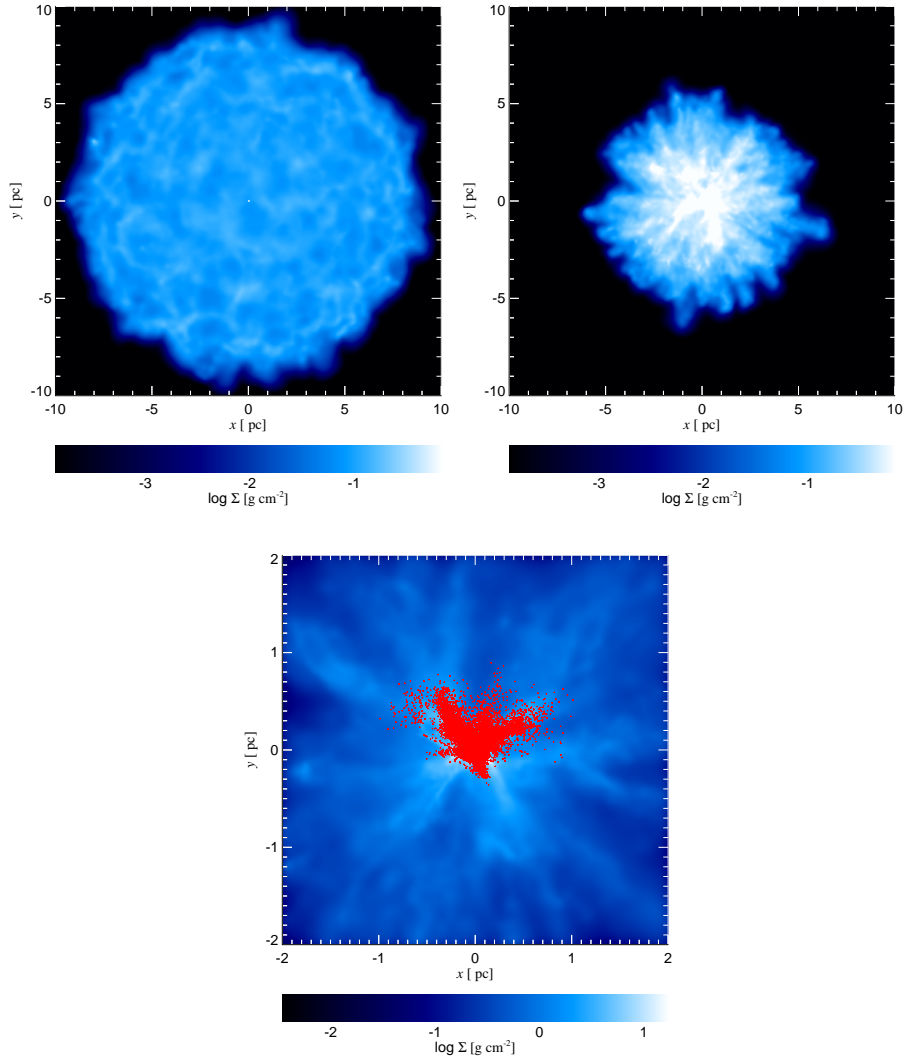
Figs. 6.11 and 6.12 show the surface density plots that represent the evolution of uncompressed (t4T5) and compressed (t4T7) models, respectively. The uncompressed model slightly expands at first and develops higher density filaments due to turbulence, but starts to collapse once it decays. Density of the gas increases faster in the central parts of the cloud than in the outer regions. This results in star formation being mostly concentrated in the centre of the cloud along the filaments (upper right panel of the Fig. 6.11). In an uncompressed cloud the fraction of mass converted into sink particles during one dynamical time of the cloud ( $\sim 1.7$  Myr) is equal to  $\epsilon_{\text{ff,sink}} \simeq 8\%$ . Sink particle formation should have the actual star formation efficiency anywhere between 25% and 75% (Matzner & McKee 2000; Alves et al. 2007) which results in the cloud's star formation efficiency of  $\epsilon_{\text{ff,*}} \simeq 2 - 6\%$ . The obtained results are very similar to the observationally derived values (McKee & Ostriker 2007), but these results are sensitive to the initial conditions inside the cloud, e.g. the characteristic turbulent velocity of the cloud (Bate et al. 2003).

Evolution of the compressed cloud shown in Fig. 6.12 is significantly different. The cloud is compressed and confined by the hot ISM, but the shockwave expected from the analytical calculations does not seem to appear. This can be explained by the formation of dense gas clumps that appear at the surface of the cloud. These instabilities look like thick fingers and are visible in the upper right panel of Fig. 6.12. The formation of first sink particles begin at  $t \sim 0.37$  Myr. While they form in the central parts of the cloud, just like in the uncompressed model, but they appear to be concentrated in a single clump rather than along the filaments. Most of the gas collapses into sink particles well before 1.7 Myr, which translates into sink formation efficiency of  $\epsilon_{\text{ff,sink}} > 100\%$ .

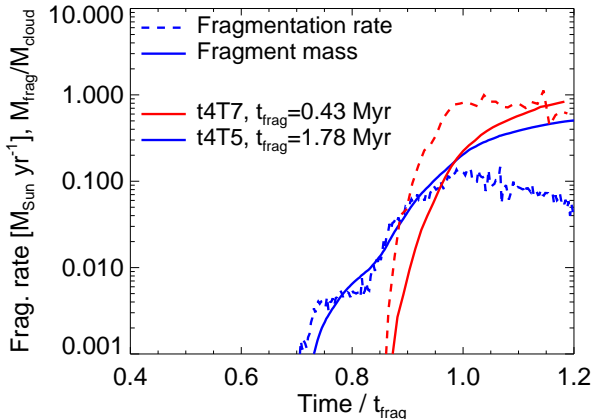
Fig. 6.13 shows fragmentation rate represented by the formation of sink particles (dashed lines) and the mass fraction of sink particles of a total cloud mass (solid lines). The X axis is scaled to the fragmentation timescale  $t_{\text{frag}}$  (see Table 6.4). Evolution of displayed parameters is very different between both models. Compressed model t4T7 (red lines) forms stars at  $\sim 10$  times the



**Figure 6.11.** Snapshots taken during the evolution of the uncompressed cloud (t4T5). Upper left panel shows surface gas density inside the cloud after  $t = 1.26$  Myr of evolution, just before the first sink particles start to form. During this phase the cloud slightly expands and develops an uneven density structure due to turbulence. The highest densities are concentrated towards the centre along several high-density clumps and filaments. Upper right panel shows the cloud structure after  $t = 1.78$  Myr of evolution, when sink particles account for 20% of the clouds mass. Sink particles are mostly concentrated in the centre of the cloud, where the gas dynamical time is shortest and densities are highest. Lower panel zooms in to the centre of the cloud at  $t = 1.78$  Myr. Sink particles are distributed in several dense clumps formed inside dense filaments. Note the density scale changes in this panel compared with the previous two. In the last panel, only 10% of sink particles are shown for clarity.



**Figure 6.12.** Snapshots taken during the evolution of the compressed cloud (t4T7). Upper left panel shows surface gas density after  $t = 0.14$  Myr of evolution. The cloud is compressed by the surrounding ISM and starts to develop an overdense shell at its surface. Upper right panel shows the compressed cloud just after  $t = 0.37$  Myr of evolution, just before the first sink particles start to form. The cloud radius is rapidly decreasing, but dense gas clumps on the surface of the cloud destroy a coherent shockwave. Lower panel shows central regions of the cloud after  $t = 0.43$  Myr of evolution. At this point sink particles already contain 20% of the cloud’s mass. Sink particles are forming rapidly in a mostly uniform clump in the centre of the cloud. Note the density and scale change in this panel when comparing to the previous two. In the last panel, only 10% of sink particles are shown for clarity.



**Figure 6.13.** Evolution of fragmentation rates and growth of the portion of mass confined inside the sink particles. The time axis is scaled to the fragmentation timescale  $t_{\text{frag}}$  (see Table 6.4). The compressed cloud has much higher rates of fragmentation and a much faster appearance of the first sink particles, lower  $t_{\text{frag}}$ .

rate of the uncompressed model t4T5. Even when scaled to the fragmentation timescale  $t_{\text{frag}}$ , the growth of sink particle mass fraction is much faster in the compressed cloud.

Analytical solutions predict that the effective dynamical time ratio of uncompressed and compressed clouds (eq. 6.6) should be  $t_{\text{dyn}}/t'_{\text{dyn}} \simeq (P_{\text{ISM}} + P_{\text{grav}}/P_{\text{grav}})^{1/2} \simeq 2.9$ . While the ratio of the times the first sink particles form is somewhat larger –  $1.26/0.37 \simeq 3.4$ . The difference is even larger when we compare the fragmentation timescales:  $t_{\text{frag,t4T5}}/t_{\text{frag,t4T7}} = 1.78/0.43 \simeq 4.1$ . Accelerated star formation rates can possibly be explained by the formation of dense clumps during collapse of the compressed cloud. This effect splits gas into dense and diffuse regions, even though mean density around the cloud stays relatively the same. Increased density inside these clumps creates favorable conditions for sink particle formation.

Our results show that external compression enhances molecular cloud star formation. It accelerates collapse of the cloud and reduces the effective dynamical time. Compression also generates high density gas clumps at the surface of the cloud, which creates possibility for larger portion of gas to take part in star formation inside the cloud.

### 6.3.4 Conclusions

Our research shows that high external pressure can have a dominant effect on the evolution and star formation inside a molecular cloud, even though our models require a lot of simplifying assumptions. Star formation in a compressed cloud increases more than simple analytical predictions would suggest.



Accelerated star formation leads to a larger fraction of gas mass converted into dense gas clumps, this results in an increased star formation rate and efficiency. Additionally, stars form in a single cluster instead of along filaments, which could result in more strongly bound star clusters. These effects should be taken into account in subgrid prescriptions of large-scale simulations. This could be done by including the pressure of surrounding hot gas into star formation calculations.

## 6.4 Main results

We have performed star cluster studies in various galactic environments and determined their parameters.

The irregular dwarf galaxy Leo A has low metallicity ( $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 7.4$ ) and star formation rates but a significant portion of its baryonic mass is still in gas phase. We performed star cluster search on the available HST ACS images and discovered four new cluster candidates. All of the currently known clusters in this galaxy have low masses ( $\lesssim 300 M_{\odot}$ ) and young ages ( $\lesssim 100$  Myr).

We developed a new integrated photometry technique that avoids a large portion of contaminating sources and obtains more reliable clusters colour indices. This is accomplished by using two sets of apertures: the larger one to measure total cluster magnitude in the least contaminated passband and the smaller one, to measure cluster colours by avoiding as many field objects as possible. Additionally, we determined background levels for each cluster in each passband interactively and consistently. We used this methodology to measure 1181 clusters in M31 galaxy based on the HST PHAT survey. We have shown that resulting photometry matches theoretical clusters much better than measurements performed using automated methods.

Using our measurements we determined parameters of age, mass and extinction for 929 M31 disk star clusters. Parameters were determined fixing Solar metallicity and using the stochastic cluster model bank. Our results show that there could have been at least 3 instances of star formation rate increasing in the past 300 Myr.

We performed molecular cloud collapse simulations to show the differences between star cluster formation in low and high pressure environments surrounding the cloud. Our results show that external pressure can have a dominant effect on the evolution of the cloud and significantly increase star formation rate and efficiency over one dynamical timescale. In addition, star clusters tend to form in a more compact central structure when the cloud has additional compression, which could result in higher gravitational boundedness.

# Trumpos žinios apie autorių

## Asmens duomenys:

Vardas: Rokas  
Pavardė: Naujalis  
Gimimo data: 1990-07-24  
Gimimo vieta: Vilnius, Lietuva  
El. paštas: rokas.naujalis@ftmc.lt

## Išsilavinimas:

- 2009 Vilniaus „Versmės“ vidurinė mokykla,  
(dabar Palaiminotojo Teofiliaus Matulionio gimnazija),  
*Vidurinis išsilavinimas.*
- 2013 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas,  
*Fizikos bakalauro laipsnis.*
- 2015 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas,  
*Fizikos magistro laipsnis.*
- 2019 Fizinių ir technologijos mokslų centras (FTMC),  
Megasistemų fizikos laboratorija,  
*Doktorantūra.*

## Profesinė veikla:

- 2013-02 – 2013-07 Technikas, FTMC.
- 2013-07 – 2015-05 Specialistas, FTMC.
- 2015-07 – 2017-12 Inžinierius, FTMC.
- 2018-01 – dabar Jaunesnysis mokslo darbuotojas, FTMC.

# Publikacijos

STAR CLUSTERS IN THE DWARF IRREGULAR GALAXY  
LEO A

R. Stonkutė, **R. Naujalis**, M. Čeponis, A. Leščinskaitė ir  
V. Vansevičius

*Astronomy and Astrophysics*, 627, A7 (2019)

<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833236>

Reproduced with permission from *Astronomy & Astrophysics*, © ESO.

## Star clusters in the dwarf irregular galaxy Leo A

R. Stonkutė<sup>1,2</sup>, R. Naujalis<sup>1</sup>, M. Čeponis<sup>1</sup>, A. Leščinskaitė<sup>1</sup>, and V. Vansevicius<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Center for Physical Sciences and Technology, Saulėtekio av. 3, 10257 Vilnius, Lithuania

e-mail: vladas.vansevicius@ff.vu.lt

<sup>2</sup> Vilnius University Observatory, Ciurlionio 29, 03100 Vilnius, Lithuania

Received 15 April 2018 / Accepted 20 May 2019

### ABSTRACT

**Context.** Leo A is an isolated gas-rich dwarf irregular galaxy of low stellar mass and metallicity residing at the outskirts of the Local Group. Ages of the stellar populations in Leo A range from  $\sim 10$  Myr to  $\sim 10$  Gyr. So far, only one star cluster has been discovered in this galaxy.

**Aims.** Our aim is to search for star cluster candidates in the Leo A galaxy.

**Methods.** We performed photometry of star-like objects on HST ACS archive observation frames in the  $F475W$  and  $F814W$  passbands and studied the spatial clustering of the Leo A stars down to the turn-off point of the old stellar populations.

**Results.** We report the discovery of four star clusters in the Leo A galaxy. This means that now a sample of five star clusters is known in Leo A. Two clusters are of a young age ( $\sim 20$  Myr; overlapping with H II regions) and low in mass ( $\geq 400 M_{\odot}$  and  $\geq 150 M_{\odot}$ ), the other three clusters are older ( $\geq 100$  Myr) and also of low mass ( $\geq 300 M_{\odot}$ ). These rough estimates are made assuming the isochrones of a metallicity derived for H II regions ( $Z = 0.0007$ ). Colour-magnitude diagrams of the stars residing in the circular areas of a  $2.5''$  radius around the clusters and integrated aperture photometry results of the clusters are presented.

**Key words.** galaxies: dwarf – galaxies: star clusters: general – galaxies: individual: Leo A (DDO 69)

### 1. Introduction

Studies of star clusters in low-metallicity environments help us to understand star formation processes in the high-redshift Universe. The issues of star cluster formation and evolution in various types of galaxies have been broadly discussed recently by [Renaud \(2018\)](#), where the importance of star cluster evolution in low-metallicity dwarf galaxies, resembling conditions of star formation in the early Universe, was stressed. One of the best targets for testing various star cluster formation scenarios at an extremely low metallicity is the nearby dwarf irregular galaxy Leo A. However, previous studies reported only one star cluster in this galaxy ([Stonkutė et al. 2015](#)) that was discovered in the deep *Hubble* Space Telescope (HST) Advanced Camera for Surveys (ACS) images ([Cole et al. 2007](#)). In this paper we report the discovery of four new star cluster candidates that we found in the same set of HST ACS images.

Leo A (Fig. 1) is an isolated dwarf irregular galaxy in the Local Group. It is a gas-rich ([Hunter et al. 2012](#)) star system dominated by dark matter ([Brown et al. 2007](#)) with a low metallicity ([van Zee et al. 2006](#); [Kirby et al. 2017](#); [Ruiz-Escobedo et al. 2018](#)). The present-day low star formation activity is indicated by the few H II regions, while the existence of an old stellar population is proven by the detection of RR Lyr stars ([Dolphin et al. 2002](#); [Bernard et al. 2013](#)). Stellar photometry performed with the HST Wide Field and Planetary Camera 2 (WFPC2; [Tolstoy et al. 1998](#); [Schulte-Ladbeck et al. 2002](#)) revealed an unusual star formation history (SFH) in Leo A: the galaxy is dominated by relatively young ( $\leq 4$  Gyr) stellar populations. Deep stellar photometry below the turn-off of the oldest populations performed with the HST ACS ([Cole et al. 2007](#)) confirmed previous findings and established an SFH scenario of a “young galaxy”. The outer parts of the galaxy were

studied with the Subaru Suprime-Cam by [Vansevicius et al. \(2004\)](#) and the HST Wide Field Camera 3 (WFC3) by [Stonkutė et al. \(2018\)](#), and revealed a presence of an extended (up to  $10'$ ) elliptical stellar envelope.

The basic parameters of the Leo A galaxy, derived from the RGB star distribution ([Vansevicius et al. 2004](#)), are adopted in this study: centre coordinates of the galaxy,  $\alpha = 9^{\text{h}}59^{\text{m}}24^{\text{s}}$ ,  $\delta = +30^{\circ}44'47''$  (J2000); an ellipticity, that is, the ratio of the semi-minor to the semi-major axis,  $b/a = 0.6$ ; and a position angle of the major axis,  $PA = 114^{\circ}$ . The distance to Leo A of  $800$  kpc ( $1' \approx 230$  pc; [Dolphin et al. 2002](#)) is based on RR Lyrae stars. The foreground Milky Way (MW) extinction estimates towards Leo A are taken from [Schlafly & Finkbeiner \(2011\)](#),  $A(F475W) = 0.068$  and  $A(F814W) = 0.032$ . The parameters of Leo A are summarised in Table 1.

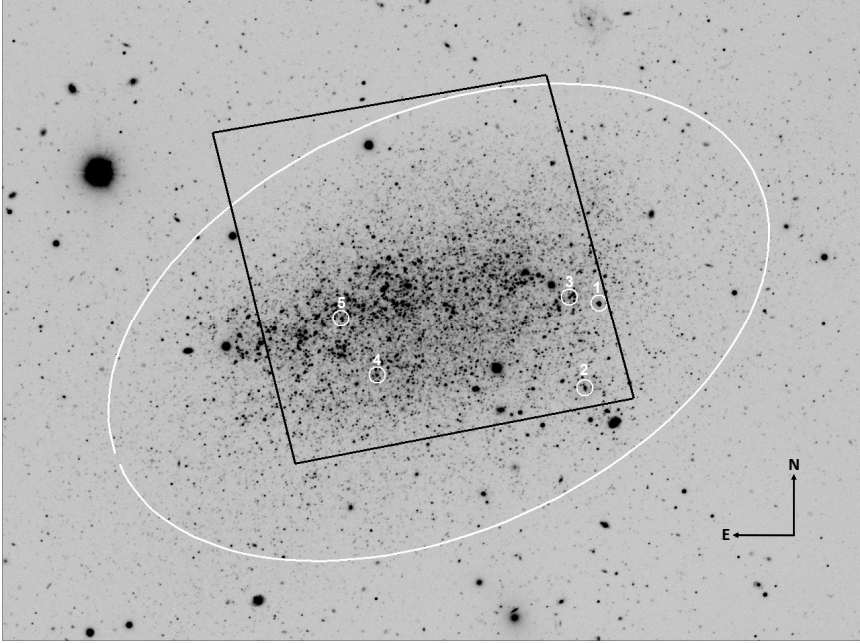
The structure of the paper is the following: Sect. 2 presents details of the archive observation data, reductions, and stellar photometry. Section 3 presents the results of star cluster detection and the determination of their parameters. Conclusions are presented in Sect. 4.

### 2. Observation data and stellar photometry

Stellar photometry and integrated photometry of star clusters were performed using HST ACS frames in the  $F475W$  and  $F814W$  passbands from the project Local Cosmology from Isolated Dwarfs (LCID)<sup>1</sup>, see [Cole et al. \(2007\)](#) for observation details.

The archival data were downloaded from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST). We retrieved

<sup>1</sup> <http://www.iac.es/proyecto/LCID>



**Fig. 1.** Subaru Suprime-Cam  $B$ -passband image of the Leo A galaxy (Stonkuté et al. 2014). The ellipse ( $b/a = 0.6$ ;  $PA = 114^\circ$ ) of the semi-major axis equal to the Holmberg radius,  $a = 3.5'$  (Mateo 1998), centred at  $\alpha = 9^{\text{h}}59^{\text{m}}24^{\text{s}}$ ,  $\delta = +30^{\circ}44'47''$  (J2000), is shown by the white line. The HST ACS field (Cole et al. 2007) is marked by the black line. Discovered star clusters are marked by white open circles. North is up, east is left.

bias-subtracted, flat-fielded, charge transfer efficiency (CTE) corrected HST ACS  $f_{\text{LC}}$  images produced by the STScI “on-the-fly reprocessing” (OTFR) pipeline OPUS versions 2015\_2b, which used CALACS version 8.3.0.

To perform stellar photometry we used the software package DOLPHOT 2.0 (Dolphin 2000, and many unpublished updates). We followed the recommended preprocessing steps and the photometry recipe provided in the manual for the HST ACS module (version of 24 February 2016). We used AstroDrizzle 1.1.16 (default parameter values) to create clean, deep-drizzled reference frames for object detection and coordinate transformations from 16 sub-exposures in each of the  $F475W$  and  $F814W$  passbands. This also allowed us to flag cosmic rays in the individual  $f_{\text{LC}}$  images and to update data quality images.

We used the values of the DOLPHOT parameters recommended in the HST ACS manual: the `FitSky` parameter was set to 1, which means the sky fitting in an annulus around each star ( $R_{\text{inner}} = 15$ ,  $R_{\text{outer}} = 35$  pixels) and the point-spread function (PSF) fitting inside a radius of  $R_{\text{apert}} = 4$  pixels.

DOLPHOT determines magnitudes, magnitude errors, object fit, and shape parameters in individual  $f_{\text{LC}}$  frames, and then combines them per filter. To combine the magnitudes we set a parameter `FlagMask` = 5, which means that only measurements

with error flags equal to 0 (excellent photometric quality) and 2 (bad or saturated pixels are present) were used.

In order to optimise the parameters for the photometry, we performed numerous tests with various source detection thresholds (`SigFind` and `SigFinal`), and a minimum allowed separation for two stars (`RCombine`). The best photometry quality was achieved with `SigFind` = 1.5, `SigFinal` = 4, and `RCombine` = 1.5. These parameter values were applied for the final photometry. We also set the parameter `Force1` = 1 (all detected sources are fitted as stars), as is suggested for crowded field photometry, and for the further analysis, we selected only stars with the object type flag equal to 1 and a signal-to-noise ratio  $\geq 5.0$ .

The initial photometry catalogue contained measurements in two passbands of 189 947 objects. In order to clean the photometry catalogue, combined mosaic images were visually inspected, and objects falling on obvious background galaxies, bright MW stars, or image artefacts, as well as those residing closer to the frame borders than  $2 \times R_{\text{apert}} = 8$  pixels, were rejected. In order to further clean the catalogue from extended objects, we rejected objects by sharpness in both passbands ( $0.2 < \text{sharpness}_{F814W} < -0.2$  and  $0.2 < \text{sharpness}_{F475W} < -0.2$ ). This left us with  $N = 151\,146$  objects.

**Table 1.** Parameters of the Leo A galaxy.

Parameter	Value	Reference
$\alpha(J2000)$ ; $\delta(J2000)$	9:59:24.0; +30:44:47	Vansevicius et al. (2004), RGB stars
$b/a$ ; PA	0.60; 114°	Vansevicius et al. (2004), RGB stars
$(m - M)_0$	$24.51 \pm 0.12$ ( $0.80 \pm 0.04$ Mpc)	Dolphin et al. (2002), RR Lyrae stars
$A(F475W)$ ; $A(F814W)$	0.068; 0.032	Schlafly & Finkbeiner (2011)
$M_{\text{STARS}}$	$3.3 \times 10^6 M_{\odot}$	Kirby et al. (2017)
$M_{\text{H}}$	$6.9 \times 10^6 M_{\odot}$	Hunter et al. (2012)
$M/L_V$	$20 \pm 6 M_{\odot}/L_{\odot}$	Brown et al. (2007), B supergiants and H II zones
$12 + \log(\text{O}/\text{H})$	$7.38 \pm 0.1$	van Zee et al. (2006), a planetary nebula and H II zones
$12 + \log(\text{O}/\text{H})$	$7.4 \pm 0.2$	Ruiz-Escobedo et al. (2018), H II zones
$\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle$	$-1.67^{+0.09}_{-0.08}$	Kirby et al. (2017), RGB stars

**Notes.**  $\alpha(J2000)$  and  $\delta(J2000)$  are the equatorial coordinates of the galaxy centre;  $b/a$  is the ratio of minor to major axes; PA is the position angle of the major axis;  $(m - M)_0$  is the true distance modulus;  $A(F475W)$  and  $A(F814W)$  are the foreground extinction in corresponding passbands;  $M_{\text{STARS}}$  is the stellar mass;  $M_{\text{H}}$  is the mass of neutral hydrogen;  $M/L_V$  is the lower limit of the mass-to-luminosity ratio;  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  is the oxygen abundance; and  $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle$  is the average metallicity.

### 3. Results and discussions

Compact star cluster recognition in galaxies at the outskirts of the Local Group based on images, taken even at observatories located in the best astrophysical conditions, is a very difficult task (Narbutis et al. 2008; Stonkute et al. 2008). To search for the compact low-mass star clusters in the Leo A galaxy we therefore used available HST ACS archive images in the  $F475W$  and  $F814W$  passbands and colour–magnitude diagrams (CMDs) constructed from the stellar photometry data described in Sect. 2.

To search for star clusterings we selected reliably identified and measured stars ( $F814W < 28$ ), and excluded the reddest stars ( $F475W - F814W > 2.0$ ), which most probably are foreground MW stars. In total, we used 98 525 stars within the HST ACS field and analysed their clustering. We used three circular cluster kernel sizes of radii  $0.50''$ ,  $0.75''$ , and  $1.00''$  in order to reveal compact ( $\leq 2$  pc) and more extended ( $\sim 4$  pc) star clusterings. The individual background number density for each kernel position was estimated in an annulus from  $1.0''$  to  $2.0''$  around the kernel centre, and then was subtracted from the number density determined within the kernel. As a result, three number density maps were produced and intercorrelated. The star number density map obtained using the kernel of  $0.50''$  radius contained all significant star clusterings seen in two other maps derived with larger kernels. The further analysis was therefore based on this star number density map.

As the first step, we calculated the ratio of star number densities within a radius of  $0.5''$  and an annulus background zone from  $1.0''$  to  $2.0''$  radius for each pixel. Arbitrarily assuming a lower threshold for the star number density ratio equal to 5, we ended up with 76 pre-selected star clusterings worth studying in more detail. However, a careful inspection of the pre-selected candidates on the HST ACS mosaics independently by five team members, using the by-eye procedure described in detail by Johnson et al. (2012), left us with the 5 most prominent star cluster candidates. It is worth noting, however, that the super-position of stars could only marginally affect identification reliability of cluster candidates because of well-resolved stellar populations and a comfortably oriented galaxy disk.

The colour images of the clusters and their CMDs (Fig. 2) show the star-like objects (filled black circles in CMDs) residing inside the green circle that marks the cluster itself and star-like objects (open circles) residing inside the circle of  $2.5''$  radius. The colour images of clusters are constructed from the HST ACS

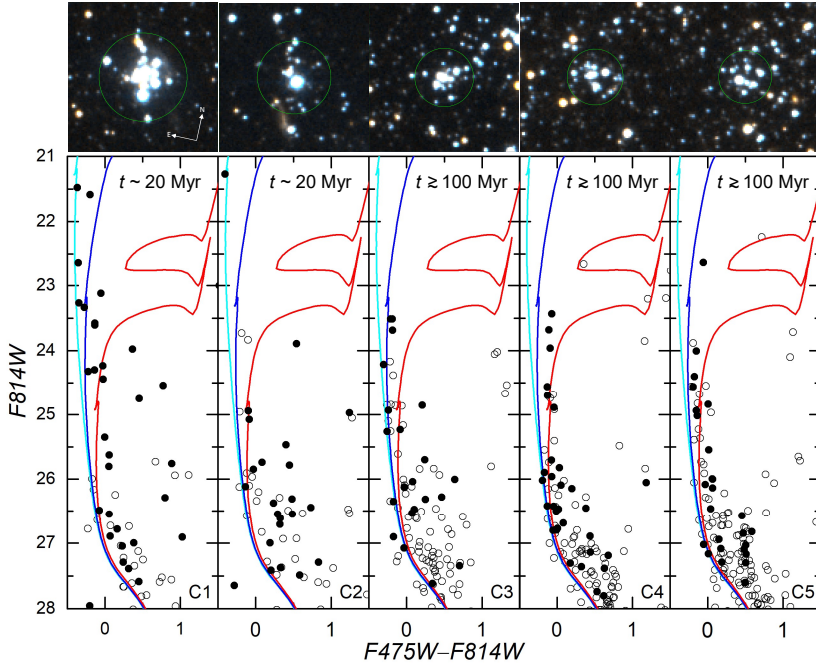
frames taking images in the  $F814W$ ,  $(F475W + F814W)/2$ , and  $F475W$  passbands as an input to RGB channels.

The determination of an accurate centre position of the well-resolved star cluster is a sensitive procedure. For this purpose we used peaks on the spatially smoothed star number density map at the positions of suspected star clusters. An integrated growing circular aperture (the aperture radius increases by  $0.1''$  up to the radius of  $2.5''$ ) photometry around these positions was performed, and radii of the first sudden flattening of the growth curves were determined for each cluster candidate. These radii were assumed as measures of cluster sizes (the parameter  $R$  in Table 2). The half-light radii  $R_h$  were measured on photometric growth curves at the levels corresponding to the magnitudes derived at radii  $R$  plus  $0.75$ . The radii of star clusters ( $R$  and  $R_h$ ) estimated independently from the photometric growth curves in the  $F475W$  and  $F814W$  passbands coincide well within half of the applied aperture growth step,  $0.05''$ . We note, however, that for the cluster LeoA-C2, the growth curve based on the star number count was used instead because a peculiar photometric growth curve arose as a result of much fainter stars that surrounded an extremely bright star.

The integrated magnitudes and colour indices, derived through the circular apertures of radii  $R$  and  $2 \times R_h$ , are listed in Table 2. The estimated accuracy of the integrated aperture photometry (magnitudes and colour indices), taking into account the errors in background level and magnitude zero-point, is  $\sim 0.05$ . Moreover, the correct sky background subtraction is critical for determining the shape of the photometric growth curves in the outer regions of the clusters; for a detailed discussion, see Hill & Zaritsky (2006). In order to estimate possible errors of the sky background subtraction, we constructed the cluster photometric profiles with sky background estimates derived in annuli of different sizes in the radii range of  $1.5$ – $3.0''$ . However, this led to relatively small half-light radii changes:  $\Delta R_h \sim \pm 0.05''$ .

To estimate the age of star clusters, we used PARSEC isochrones, release v1.2S (Bressan et al. 2012), with  $Z = 0.0007$  metallicity. Isochrones of 20 Myr (a cyan line), 100 Myr (a blue line), and 500 Myr (a red line) are shown in all panels of Fig. 2 for reference. The isochrones are adjusted assuming the Leo A distance modulus of  $24.51$  (Dolphin et al. 2002) and a foreground MW extinction,  $A(F475W) = 0.068$  and  $A(F814W) = 0.032$  (Schlafly & Finkbeiner 2011). The decision to use isochrones of  $Z = 0.0007$  metallicity is based on the





**Fig. 2.** Colour images ( $5'' \times 5''$ ) of the clusters (identification codes are shown in lower right corners of each panel) and their CMDs showing the star-like objects residing inside the green circle (radius is equal to  $R$ , see Table 2) marking the cluster itself (filled black circles) and star-like objects residing inside the circle of  $2.5''$  radius (open circles). The colour images of clusters are constructed from the HST ACS frames taking images in the  $F814W$ ,  $(F475W + F814W)/2$ , and  $F475W$  passbands as an input to RGB channels. The PARSEC isochrones, release v1.2S (Bressan et al. 2012), of  $Z = 0.0007$  metallicity and ages of 20 Myr (the cyan line), 100 Myr (the blue line), and 500 Myr (the red line) are shown in all panels. All isochrones are adjusted for the distance modulus of 24.51 and MW foreground reddening,  $A(F475W) = 0.068$  and  $A(F814W) = 0.032$ .

oxygen abundance ( $12 + \log(O/H) = 7.4$ ) determined for H II regions in Leo A by van Zee et al. (2006) and Ruiz-Escobedo et al. (2018). We note, however, that the young ages estimated from the upper main-sequence stars of the clusters are rather insensitive to the assumed metallicity. An independent strong support of the young ages of the LeoA-C1 and LeoA-C2 clusters is their location in the areas of prominent H II zones (Fig. 3).

Based on the ages of the star clusters, we estimated their approximate mass to be in the range of  $\sim 200$ – $500 M_{\odot}$  (Table 2). The mass of star clusters was determined from the distribution of the blue ( $F475W - F814W < 0.5$ ) bright ( $F814W < 26$ ) stars located on or near the main sequence (Fig. 2). We applied the initial mass function by Kroupa (2002) in the stellar mass range from 0.08 to  $120 M_{\odot}$ .

In order to estimate the fraction of stars that form in clusters, we employed the recent SFH in Leo A derived within the area of the HST ACS field (Céponis et al. 2018). Taking into account two young clusters (LeoA-C1 and LeoA-C2) and stars formed during the last 30 Myr, we determine that  $\sim 10\%$  of stars were

formed in clusters. Taking into account all five clusters (LeoA-C1–C5) and stars formed during the last 200 Myr, we derive that  $\sim 2\%$  of stars were formed in clusters. A large difference of these estimates arises, most probably, from selection effects (detection incompleteness of older clusters) and cluster destruction or dissolution processes.

Finally, we would like to stress that all physical parameters derived for the low-mass ( $\sim 300 M_{\odot}$ ) star clusters are subject to strong stochastic effects (de Meulenaer et al. 2014) and should be treated carefully just as best-guess estimates.

#### 4. Conclusions

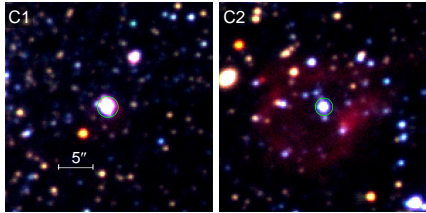
The aim of this study was to search for compact star cluster candidates in the dwarf irregular galaxy Leo A, which has an extremely low metallicity (Kirby et al. 2017). So far, only one star cluster (LeoA-C1), discovered recently by Stonkutė et al. (2015), was known in this galaxy.

We have performed photometry of star-like objects on HST ACS archive frames in the  $F475W$  and  $F814W$  passbands

**Table 2.** Parameters of star clusters in Leo A.

ID (1)	$\alpha$ (J2000) (2)	$\delta$ (J2000) (3)	$R$ ["] (4)	$R_h$ ["] (5)	$F814W$ (6)	$F814W2R_h$ (7)	$CI$ (8)	$CI_{2R_h}$ (9)	Age (Myr) (10)	Mass ( $M_\odot$ ) (11)
LeoA-C1	9:59:16.5	+30:44:59	1.50	0.55	19.85	19.96	-0.11	-0.11	~20	$\geq 400$
LeoA-C2	9:59:17.2	+30:44:08	1.25	0.7	20.82	20.79	-0.24	-0.23	~20	$\geq 150$
LeoA-C3	9:59:17.9	+30:45:02	1.00	0.31	21.69	21.86	-0.15	-0.14	$\geq 100$	$\geq 300$
LeoA-C4	9:59:26.9	+30:44:15	0.95	0.37	21.68	21.89	0.02	-0.06	$\geq 100$	$\geq 300$
LeoA-C5	9:59:28.5	+30:44:50	0.90	0.34	21.78	21.85	-0.14	-0.15	$\geq 100$	$\geq 300$

**Notes.** (1) ID is the cluster identification number; (2)  $\alpha$ (J2000) and (3)  $\delta$ (J2000) are the equatorial coordinates; (4)  $R$  is the radius of the cluster in arcsec (in Fig. 2 it is marked with a green circle); (5)  $R_h$  is the half-light radius of the cluster derived from the photometric growth curve in arcsec (the asterisk shows the half-light radius of the cluster LeoA-C2 estimated from the star number count); (6)  $F814W$  is the magnitude measured through the aperture of radius  $R$ ; (7)  $F814W2R_h$  is the magnitude measured through the aperture of radius  $2 \times R_h$ ; (8)  $CI$  is the colour index  $F475W - F814W$  measured through the aperture of radius  $R$ ; (9)  $CI_{2R_h}$  is the colour index  $F475W - F814W$  measured through the aperture of radius  $2 \times R_h$ ; (10) age (Myr) is a rough estimate of the cluster age in Myr; and (11) mass ( $M_\odot$ ) is a rough estimate of the cluster mass in solar masses,  $M_\odot$ .



**Fig. 3.** Composite colour images ( $30'' \times 30''$ ) of star clusters LeoA-C1 and LeoA-C2. The colour images of the clusters are made from the Subaru Suprime-Cam frames (Stonkute et al. 2014) taken in the  $H\alpha$ ,  $V$ , and  $B$  passbands as input to the RGB channels. The green circles that mark the clusters are of the same size as in Fig. 2. North is up, east is left.

covering the centre of Leo A and have studied the spatial clustering of the stars down to the turn-off point of old stellar populations. We found four new compact low-mass star cluster candidates. Based on the cluster CMDs analysis applying the isochrones (Bressan et al. 2012) with metallicity  $Z = 0.0007$ , which is derived for H II regions (van Zee et al. 2006; Ruiz-Escobedo et al. 2018), relatively young cluster ages and low masses were estimated (LeoA-C2:  $\sim 20$  Myr and  $\geq 150 M_\odot$ ; LeoA-C3–C5:  $\geq 100$  Myr and  $\geq 300 M_\odot$ ).

The finding of such low-mass ( $\sim 300 M_\odot$ ) and young- to intermediate-age ( $\sim 20$ – $100$  Myr) star clusters in the low stellar mass ( $3.3 \times 10^6 M_\odot$ ) and the extremely low metallicity ( $12 + \log(O/H) = 7.4$ ) dwarf irregular galaxy Leo A (in which CO emission has not been detected so far) could help constrain star formation scenarios in the early Universe. The problems of low-mass star clusters that reside in similar environments have been addressed only recently; an extensive study of star clusters in the LEGUS dwarf galaxies has been published by Cook et al. (2019). The Leo A galaxy is at the lowest mass and at the lowest metallicity limits of the LEGUS dwarf galaxies. Therefore, clusters discovered in Leo A consistently extend the parameter space of star clusters measured in the LEGUS dwarfs.

However, in order to determine a complete census of star clusters in the Leo A galaxy, a much larger field (about four times larger), observed with the resolution of the HST ACS or

WFC3 cameras, is needed. This conclusion is supported by the number of additional star cluster candidates seen in the Subaru Suprime-Cam frames, for instance, the obvious young star cluster embedded in the H II region resides just outside the HST ACS field; see  $\sim 8''$  to the north-west of LeoA-C1 in Fig. 3.

**Acknowledgements.** We thank the anonymous referee for helpful suggestions that improved the presentation of this paper. The research has made use of the SAOImage DS9, developed by Smithsonian Astrophysical Observatory. The data presented in this paper were obtained from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute. This research was funded by a grant (No. LAT-09/2016) from the Research Council of Lithuania.

## References

- Bernard, E. J., Monelli, M., Gallart, C., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 3047  
 Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 127  
 Brown, W. R., Geller, M. J., Kenyon, S. J., & Kurtz, M. J. 2007, *ApJ*, 666, 231  
 Čeponis, M., Stonkute, R., & Vasevičius, V. 2018, in *Dwarf Galaxies: from the Deep Universe to the Present*, eds. S. Stierwalt, & K. McQuinn, *Proc. IAU Symp.*, 344  
 Cole, A. A., Skillman, E. D., Tolstoy, E., et al. 2007, *ApJ*, 659, L17  
 Cook, D. O., Lee, J. C., Adamo, A., et al. 2019, *MNRAS*, 484, 4897  
 de Meulenaer, P., Narbutis, D., Mineikis, T., & Vasevičius, V. 2014, *A&A*, 569, A4  
 Dolphin, A. E. 2000, *PASP*, 112, 1383  
 Dolphin, A. E., Saha, A., Claver, J., et al. 2002, *AJ*, 123, 3154  
 Hill, A., & Zaritsky, D. 2006, *AJ*, 131, 414  
 Hunter, D. A., Ficut-Vicas, D., Ashley, T., et al. 2012, *AJ*, 144, 134  
 Johnson, L. C., Seth, A. C., Dalcanton, J. J., et al. 2012, *ApJ*, 752, 95  
 Kirby, E. N., Rizzi, L., Held, E. V., et al. 2017, *ApJ*, 834, 9  
 Kroupa, P. 2002, *Science*, 295, 82  
 Mateo, M. L. 1998, *ARA&A*, 36, 435  
 Narbutis, D., Vasevičius, V., Kodaira, K., Bridžius, A., & Stonkute, R. 2008, *ApJS*, 177, 174  
 Renaud, F. 2018, *New A Rev.*, 81, 1  
 Ruiz-Escobedo, F., Peña, M., Hernández-Martínez, L., & García-Rojas, J. 2018, *MNRAS*, 481, 396  
 Schlafly, E. F., & Finkbeiner, D. P. 2011, *ApJ*, 737, 103  
 Schulte-Ladbeck, R. E., Hopp, U., Drozdovsky, I. O., Greggio, L., & Crone, M. 2002, *AJ*, 124, 896  
 Stonkute, R., Vasevičius, V., Arimoto, N., et al. 2008, *AJ*, 135, 1482  
 Stonkute, R., Arimoto, N., Hasegawa, T., et al. 2014, *ApJS*, 214, 19  
 Stonkute, R., Narbutis, D., Bridžius, A., Leščinskaitė, A., & Vasevičius, V. 2015, *Baltic Astron.*, 24, 293  
 Stonkute, R., Čeponis, M., Leščinskaitė, A., Naujalis, R., & Vasevičius, V. 2018, *A&A*, 614, A144  
 Tolstoy, E., Gallagher, J. S., Cole, A. A., et al. 1998, *AJ*, 116, 1244  
 Vasevičius, V., Arimoto, N., Hasegawa, T., et al. 2004, *ApJ*, 611, L93  
 van Zee, L., Skillman, E. D., & Haynes, M. P. 2006, *ApJ*, 637, 269

DERIVING PHYSICAL PARAMETERS OF UNRESOLVED  
STAR CLUSTERS VI. ADAPTIVE APERTURE  
PHOTOMETRY OF THE M 31 PHAT STAR CLUSTERS

**R. Naujalis**, R. Stonkutė ir V. Vansevicius

Astronomy and Astrophysics (2020, įteiktas)

Submitted version is reprinted.

# Deriving physical parameters of unresolved star clusters

## VI. Adaptive aperture photometry of the M31 PHAT star clusters

Rokas Naujalis<sup>1</sup>, Rima Stonkutė<sup>1,2</sup>, and Vladas Vansėvičius<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Center for Physical Sciences and Technology, Saulėtekio av. 3, 10257 Vilnius, Lithuania

<sup>2</sup> Vilnius University Observatory, Saulėtekio av. 3, 10257 Vilnius, Lithuania  
e-mail: rima.stonkute@ftmc.lt

Submitted 31 August 2020

### ABSTRACT

**Context.** This study is the sixth of a series that investigates the degeneracy and stochasticity problems present in the determination of age, mass, extinction, and metallicity of partially resolved or unresolved star clusters in external galaxies when using HST broad-band photometry. In the fifth publication, it was noticed that inconsistencies of cluster colour indices, arising due to projecting foreground and background stars within the apertures, enhance age-metallicity-extinction degeneracies.

**Aims.** In this work, we aim to present a new aperture photometry catalogue of a sample of star clusters from the M31 PHAT survey.

**Methods.** To avoid numerous foreground and background stars projecting within large apertures used to measure a total cluster flux, we performed photometry by employing smaller apertures covering only the brightest parts of clusters. Then we applied an aperture correction derived for the least contaminated passband *F475W* to all other passbands. However, this procedure is valid only in the cases when the radial colour gradient in star clusters is absent.

**Results.** We present a catalogue of aperture photometry with estimated uncertainties for a sample of 1181 star clusters from the M31 PHAT survey. Compared to the M31 PHAT fundamental star cluster aperture photometry catalogue published by Johnson et al., there are changes made in the following: centre coordinates, aperture sizes, sky background estimates, frame defect treatment. Also, we show magnitude and colour index differences between our results and the ones published by Johnson et al.

**Conclusions.** The catalogue of star cluster aperture photometry (much less contaminated by foreground and background stars compared to conventional aperture photometry) is well-calibrated and ready for star cluster parameter determination.

**Key words.** galaxies: individual: M31 – galaxies: star clusters: general

### 1. Introduction

Recently the Panchromatic *Hubble* Andromeda Treasury (PHAT; Dalcanton et al. 2012) survey used the *Hubble* Space Telescope (HST) to observe a third of Andromeda’s (M31) star-forming disk and published a large sample of star clusters (Johnson et al. 2012, 2015). These clusters are subject to a variety of environments spanning from dense central parts of M31 to more sparsely populated outskirts and can thus provide important information about their evolution.

Star clusters can be characterised well by the main parameters: age, mass, metallicity, and interstellar extinction, which can be determined using various methods. In recent studies of M31 star clusters using PHAT data (Johnson et al. 2016, 2017) parameters of young clusters were derived using colour-magnitude diagrams (CMDs) constructed from individual stars, measured in clusters’ regions. However, the CMD fitting method, in order to obtain reasonably accurate results, is limited by a necessity to resolve and measure stars down to the main sequence turnoff point.

Another method to derive cluster parameters is to fit theoretical star cluster models to the observed integrated cluster magnitudes (Fouesneau & Lançon 2010; Fouesneau et al. 2014; de Meulenaer et al. 2013, 2014, 2015). This method enables us to investigate unresolved and semi-resolved clusters of various ages and masses. However, the accuracy of parameters derived using this method is strongly dependent on uncertainties of aperture

photometry and the proper account of projecting background and foreground (hereinafter field) stars.

For these reasons, we continue the study by de Meulenaer et al. (2017) and present a new star cluster photometry catalogue of the same cluster sample. We performed most of the photometry procedures interactively, including the determination of the sky background, which is the main source of uncertainties in cluster aperture photometry (Krienke & Hodge 2007; Johnson et al. 2015). This approach enabled us to resolve inconsistencies arising in automated sky background determination methods when dealing with large variations of sky background levels, as it is in the case of the M31 galaxy. Also, we carefully selected aperture sizes, and in most cases, we succeeded to avoid the bright field stars falling into the apertures used for measurement. This procedure ensures the consistency of colour indices for the majority of star clusters.

The structure of the paper is the following: in Section 2 we present the description of observation data and the selected cluster sample; in Section 3 we discuss details of the applied photometry procedure; in Section 4 we compare the multicolour photometry results with earlier published data and models; in Section 5 we present brief conclusions.

## 2. Observations and cluster sample

### 2.1. Observation data

Our research is based on the HST PHAT survey data obtained from the *Hubble* Legacy Archive (HLA)<sup>1</sup>. We used the so-called “Level 2” products that have been processed by the automated HLA pipeline. This means that bias and dark frames are already subtracted, flat fielding is applied, and all available exposures are combined. The data set consists of six passbands from three different HST channels: *F275W* and *F336W* passbands from WFC3/UVIS, *F475W* and *F814W* passbands from ACS/WFC, and *F110W* and *F160W* passbands from WFC3/IR. Various passbands have a different number of exposures combined to produce the resulting frames: *F475W* frames are combined from 5 exposures, *F814W* and *F160W* – 4 exposures, *F275W* and *F336W* – 2 exposures, and *F110W* frames are made from only a single exposure.

We performed spatial alignment of all frames with the `tweakreg` task, which is a part of the `drizzlepac` package<sup>2</sup>. Initially, astrometrically-correct *F475W* passband frames from the Mikulski Archives for Space Telescopes PHAT archive<sup>3</sup> were used as a reference for *F475W* frames obtained from HLA. Subsequently, remaining passbands were aligned with their closest aligned counterpart in wavelength, i.e., *F336W* and *F814W* frames were aligned to *F475W* frames, then *F275W* frames were aligned to *F336W* frames, and finally, *F110W* and the *F160W* frames were all aligned to *F814W* frames.

The *F275W* and *F336W* passband frames contain a large number of cosmic-ray artefacts because they have only two repeated exposures available, which makes it difficult to reliably clean them in an automated manner. To remove the artefacts in the ultraviolet (UV) frames, we used colour images constructed from *F275W* + *F336W* + *F475W* passbands to identify and manually clean them using the `imedt` task from PyRAF<sup>4</sup>. This allowed us to remove the most obvious defects that fall inside or close to the cluster’s aperture defined in Johnson et al. (2015). However, there are some cases where clusters fall inside the gap area between two WFC3/UVIS sensors. Therefore, they have significantly increased artefact and noise counts due to only a single exposure available at that location. UV measurements were discarded where artefacts overlap with clusters, thus making them uncleanable. Even though the obvious artefacts were removed, there is a possibility that some were not noticed during the visual inspection and are still blended in with stars.

Additionally, some frames contained empty or rejected pixels with values equal to zero. This was an especially considerable problem for the *F110W* passband, which has only one exposure available in each field. We replaced empty pixels with an average of 8 surrounding non-zero valued pixels (a required minimum for averaging was set to 4 non-empty pixels). However, if any uncorrected empty pixel remained inside the aperture, we omitted measurements in this passband.

As noted by Williams et al. (2014), the *F110W* passband in the field 8 of the brick 22 has elevated sky background levels, likely due to the 10830 Å He I airglow emission line. Two clusters from our sample are located in the aforementioned field

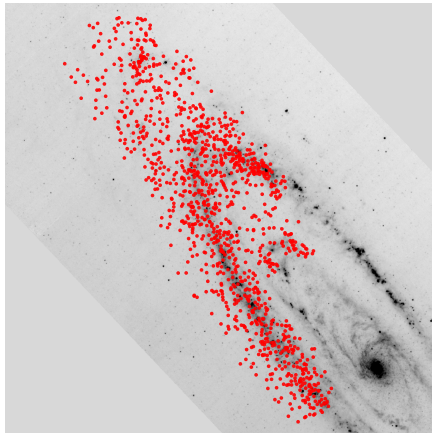


Fig. 1. Locations of the 1181 clusters analysed in this paper overlaid on a Spitzer/MIPS 70  $\mu$ m M31 map.

(ID0461 and ID0800) and have higher-than-usual sky background noise levels; however, we provide their measurements.

### 2.2. Cluster sample

The full extent of the PHAT survey covers an area from the centre to the outermost north-eastern side of M31’s disk. The whole survey area is divided into 23 regions called “bricks”, with increasing numbering the further away they are from the galaxy’s centre. For the present study, we selected a sample of 1363 clusters analysed in de Meulenaer et al. (2017). Selection criteria and details are provided in the cited paper. Based on an interactive analysis, we determined that clusters closest to the M31 centre are too contaminated by projecting stars. Therefore, we omitted the bricks numbered 1, 3, 5, and 7. This left us with 1184 clusters.

We found that clusters ID0147 and ID3779 are missing in both WFC3 channels, while cluster ID4132 has a lot of corrupted or missing pixels in the *F475W* passband. Therefore, these three clusters were removed from further analysis. Locations of the remaining 1181 star clusters are shown in Fig. 1; they cover a wide range of galactic environments – from dense central regions to the relatively empty outermost areas.

We performed an interactive cluster profile analysis by using DS9 software (Joye & Mandel 2003) to inspect and, if needed, to adjust centres of some clusters based on *F336W*, *F475W*, and *F814W* passband frames (luminosity-based cluster centres slightly differ in various passbands). Finally, the coordinates of the majority of clusters are kept original, as provided by Johnson et al. (2015), or only slightly adjusted (median difference of 0.1”). However, in some cases of large stellar associations we significantly readjusted centres and aperture sizes to cover only the most concentrated parts that could likely be considered as young bound clusters.

<sup>1</sup> <http://hla.stsci.edu>

<sup>2</sup> <https://drizzlepac.readthedocs.io>

<sup>3</sup> <https://archive.stsci.edu/prepds/phot/datalist.html>

<sup>4</sup> [http://www.stsci.edu/institute/software\\_hardware/pyraf](http://www.stsci.edu/institute/software_hardware/pyraf) - PyRAF is a product of the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA for NASA

**Table 1.** Photometric Zero Points

<i>F</i> 275W	<i>F</i> 336W	<i>F</i> 475W	<i>F</i> 814W	<i>F</i> 110W	<i>F</i> 160W
22.67	23.52	26.15	25.52	26.06	24.70

### 3. Aperture photometry

We performed photometry by using circular apertures from the `photutils`<sup>5</sup> package. The exact measurement method, which determines the exact fraction of pixels located inside the aperture, was selected. We measured the growth-curves for each cluster in all 6 passbands in steps of  $0.01''$  up to two times the aperture radius of a cluster set by Johnson et al. (2015). However, in cases of smaller apertures, a minimum radius of  $5''$  was set in order to get sufficient sky background coverage. The area beyond the cluster's aperture was used for the interactive sky background level determination (see description below), while a small incremental step for growth-curves was chosen to have cluster measurements with any aperture size available during the analysis.

Photometric Zero Points for the ACS camera are taken from the ACS zero point calculator<sup>6</sup>, while Zero Points for both WFC3 channels are taken from the STScI website<sup>7</sup>. They are listed in Table 1. We assume a distance modulus of the M31 galaxy of  $m - M = 24.47$  (McConnachie et al. 2005).

Figs. 2&3 give an example of a set of images used for the cluster ID0094 analysis. Fig. 2 includes three coloured images constructed from the following passband combinations:  $F275W+F336W+F475W$ ,  $F336W+F475W+F814W$ , and  $F475W+F110W+F160W$ . Individual frames of all passbands are shown in grayscale at the bottom row. A blue circle indicates a large aperture used to measure “total” (T) magnitudes of the cluster. A red circle indicates a smaller aperture (covering the cluster's central part, which is least contaminated by resolved bright field stars) used to measure “colour” (C) magnitudes, which are appropriate to produce consistent colour indices (unbiased by projecting field stars). Fig. 3 shows the measured growth-curves (top) and their differential profiles (bottom) in each passband for the star cluster ID0094. A blue vertical line indicates the T aperture size, while a red vertical line – the C aperture size. Horizontal blue and red lines represent T and C cluster's magnitudes, respectively. Differential radial profiles show sky-background-subtracted flux (in arbitrary units) of the cluster, contained in the rings of  $0.05''$  width. Negative values correspond to the areas that, on average, have smaller fluxes than the subtracted sky background level. Various peaks represent resolved luminous stars and demonstrate a complicate nature of surrounding sky backgrounds.

Appearances of clusters and surrounding sky backgrounds vary significantly among objects, which makes it difficult to distinguish whether any particular star belongs to the cluster or if it is a field object. However, in most cases,  $10'' \times 10''$  size images were satisfactorily large to estimate probabilities of field stars falling into T and C apertures. The multicolour images of clusters (Fig. 2) together with their growth-curves (Fig. 3) were used to determine optimal sizes of both (T and C) apertures.

#### 3.1. Sky background

The accuracy of sky background determination in the cluster aperture photometry is the main issue and various automated methods have been proposed (Barmby & Huchra 2001; Krienke & Hodge 2007; Johnson et al. 2012). Especially complicated situations are encountered in the crowded fields of M31.

In the semi-resolved clusters and sky background areas usually resides a statistically small number of well-resolved bright stars. Being irregularly distributed, they greatly complicate the determination of sky background levels in different passbands. We have noticed that sky background levels, determined using statistical methods, are inconsistent among various passbands for the majority of clusters from our sample. It is apparent that fluxes in different passbands are dominated by stars that differ significantly in colour (Fig. 2). Since the majority of bright field stars are red giants located in M31, they predominantly affect the infrared (IR) passbands and complicate cluster parameter derivation by imitating effects of extinction and/or older ages (de Meulenaer et al. 2017). A number of IR bright field stars strongly varies with the distance from the M31 centre. They especially dominate in  $F110W$  and  $F160W$  passbands.

For this reason, we decided to inspect growth-curves in all passbands (Fig. 3) of each cluster and derive consistent sky background levels interactively. To accomplish this goal, we developed a custom user interface, which enabled us to adjust sky background levels interactively and to observe visually changes of growth-curves. The main objective was to correctly subtract the unresolved sky background component and to determine the impact of resolved stars. For this purpose, we employed differential profiles of the growth-curves (the lower graphs in each panel of Fig. 3) that clearly show fluctuations arising due to field stars. If neglected, such contaminants could strongly affect the cluster's photometry results. Special care was taken to correctly account for the presence of bright field stars (mainly in the IR passbands) and abundant frame defects as well as cosmic-ray artefacts (in the UV passbands).

We calculated mean and median sky background values in the ring shape areas extending from  $1.2R_T$  to  $3.4R_T$  ( $R_T$  – a radius of the cluster's T aperture) following Johnson et al. (2015). In most cases, the interactively determined sky background values are somewhat lower than the calculated means but higher than median values. This is understandable since mean values are strongly influenced by the brightest stars located in the sky background area, while median values are derived mostly ignoring resolved stars that actually are a part of the sky background as well.

The method of visual analysis of the cluster images together with their growth-curves and radial profiles of differential fluxes enabled us to determine sky background levels consistently across all 6 passbands. However, there are two disadvantages of this sky background determination method: in cases of very complicated sky backgrounds, systematic errors, that are hard to quantify, could be introduced; it is a time-consuming process.

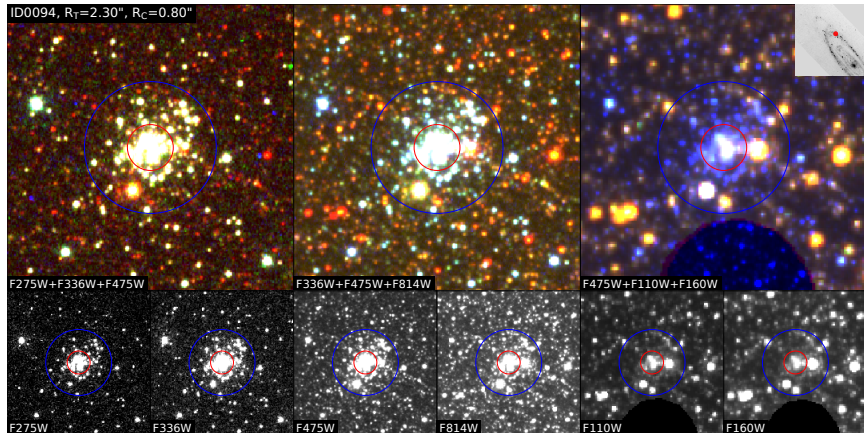
#### 3.2. Apertures

Aside from the accurate sky background determination problems, the strong direct contributors to the uncertainties in photometry are field stars projecting onto T apertures used to measure “total” cluster fluxes. To minimize the impact of resolved field stars projecting onto the clusters, we used two co-centred apertures: a large one to measure T magnitudes in the  $F475W$

<sup>5</sup> <https://doi.org/10.5281/zenodo.596036>

<sup>6</sup> <https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/acs/data-analysis/zeropoints>

<sup>7</sup> <https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/wfc3/data-analysis/photometric-calibration>



**Fig. 2.** The cluster ID0094 shown in colour panels (top), produced by combining 3 passbands, and grayscale panels (bottom), produced from individual passband frames (the passbands are labelled inside the panels). Blue and red circles represent applied T and C apertures, respectively. The size of each panel is  $10'' \times 10''$ , north – up, east – left. An insert at the top right corner indicates the location of the cluster in M31.

passband; a smaller one (selected to avoid the majority of bright field stars) to measure C magnitudes in all passbands. Such a procedure gives more consistent colour indices (least contaminated by bright field stars), which are of the highest importance for cluster parameter determination (de Meulenaer et al. 2017).

The T magnitude of clusters in the majority of cases was measured by applying apertures equal to those used by Johnson et al. (2015) or slightly smaller to avoid bright field stars in the  $F475W$  passband. There are also a few cases where we reduced apertures that would otherwise fall outside of the frame area in at least one of the passbands. In a few instances, some parts of clusters had fallen outside of frames in one or two passbands; therefore, we discarded measurements in those passbands.

We have chosen the  $F475W$  passband as a base to derive colour-consistent magnitudes, because, compared to the  $F814W$  passband, observations in it have higher signal-to-noise ratio and are less contaminated by the light of resolved field stars from old M31 populations. The C apertures include only the central parts of clusters. Radii of C apertures typically (with some exceptions) range from  $0.4''$  to  $1.4''$ , depending on the cluster's size and location of resolved probable field stars. However, for some clusters it was required to apply C aperture radii as small as  $0.3''$  (6 pixels in ACS/WFC) to avoid possible contaminants.

Magnitudes measured in C apertures ( $m_C$ ) were used to compute final (colour-consistent) cluster magnitudes ( $m_{F*W}$ ) in all passbands based on the two aperture (T and C) measurements performed in the  $F475W$  passband. The equation used to derive the final magnitudes:

$$m_{F*W} = m_{C,F*W} + (m_{T,F475W} - m_{C,F475W}), \quad (1)$$

where  $m_{F*W}$  is the final magnitude,  $m_{C,F*W}$  – the magnitude measured through the C aperture, and  $F*W$  indicates the individual passbands;  $m_{T,F475W}$  and  $m_{C,F475W}$  are T and C magnitudes in the  $F475W$  passband, respectively. Note, however, that in order to apply this transformation, we have to assume the absence of a radial cluster colour gradient beyond the C aperture.

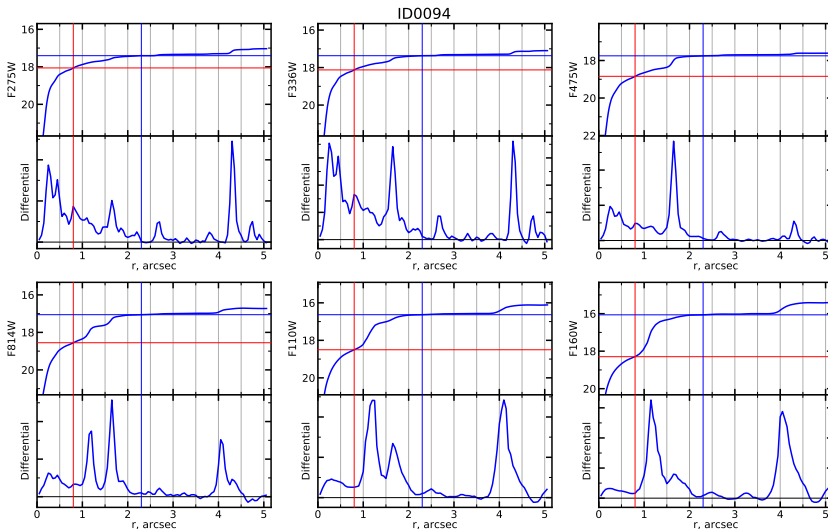
Article number, page 4 of 10page.10

Let us explain in more detail the aperture issues based on the case of the cluster ID0094. The T (a blue circle) and C (a red circle) apertures are shown in Fig. 2. This particular choice of the apertures is determined by the following conditions: an IR bright star located to the west from the cluster; a bright star in all passbands located to the south-east from the cluster; an IR bright star located to the south from the cluster; a zone to the south from the cluster where observations in the  $F110W$  and  $F160W$  passbands are missing. The directly measured T magnitudes of the cluster ID0094 in all passbands are indicated in Fig. 3 by the horizontal blue lines, while the red lines mark the C magnitudes. Blue and red vertical lines indicate the sizes of applied T and C apertures, respectively.

### 3.3. Photometric accuracy

Determining correct statistical photometric errors, when performing aperture photometry on mosaicked frames and having fluxes reduced to a 1-second exposure, is virtually impossible. Therefore, in order to roughly estimate photometric errors in this work, we took into account two main sources contributing to the uncertainties of cluster magnitudes.

Since the mean sky background level has been subtracted in the HLA frames, it is impossible to determine a realistic signal-to-noise ratio directly. Therefore, we estimated an amplitude of sky background variation by fitting the Gaussian profile to the histogram of pixel values. In general, the sky background pixel value histogram is rather asymmetric due to pixels from bright resolved stars, which do not represent the sky background but strongly skew the histogram nevertheless. Therefore, to improve the accuracy of Gaussian profile fitting, we discarded 30% of the highest value pixels and derived sky background flux variation per pixel as a Gaussian  $\sigma_{sb}$ . The ring shape area chosen for the sky background analysis was similar to Johnson et al. (2015) and extends from  $1.2R_T$  to  $3.4R_T$ .



**Fig. 3.** Growth-curves (top, in magnitudes) and differential profiles (bottom, in arbitrary units) for the cluster ID0094. Solid vertical blue and red lines show applied T and C aperture radii, respectively. Blue and red horizontal lines show derived corresponding cluster magnitudes.

**Table 2.** M31 star cluster aperture photometry results

ID	R.A.(2000)	DEC(2000)	$R_T^a$	$R_C^b$	$R_h^c$	$F_{275W}$	$F_{336W}$	$F_{475W}$	$F_{814W}$	$F_{110W}$	$F_{160W}$
0001	11.435516	41.698562	2.0	0.6	0.56	20.198	19.330	18.811	17.599	17.081	16.497
0002	11.366514	41.701013	1.4	0.7	0.59	0.024	0.010	0.006	0.008	0.008	0.008 <sup>d</sup>
						0.057	0.015	0.008	0.012	0.014	0.018

**Notes.** The table shows an excerpt from data presented in the catalogue.

<sup>(a)</sup> the T aperture radius in arcseconds;

<sup>(b)</sup> the C aperture radius in arcseconds;

<sup>(c)</sup> the half-light radius in the  $F_{475W}$  passband in arcseconds;

<sup>(d)</sup> the uncertainties of magnitudes ( $\sigma$ ) in corresponding passbands.

Finally, the first part of magnitude uncertainty in each passband, arising due to sky background variations, was calculated as:

$$\sigma_1 = 2.5 \log_{10} \left( 1 + \frac{\sigma_{sb} \sqrt{A_{ap}}}{F_{cl}} \right) \quad (2)$$

where  $F_{cl}$  – the integrated cluster flux inside the T or C aperture;  $A_{ap}$  – the area of aperture in pixels.

The second part of magnitude uncertainty in each passband could arise because of possible maximum flux position bias (due to irregular distribution of bright well-resolved blue and red stars) and differing sizes of stellar images among passbands. We estimated these effects by performing photometry at 8 additional positions shifted symmetrically around the cluster’s centre by  $0.05''$  (1 pixel in ACS/WFC) in the cases of C magnitude and by  $0.1''$  (2 pixels in ACS/WFC) in the cases of T magnitude. Fi-

nally, the resulting standard deviation ( $\sigma_2$ ) was derived out of those 9 independent cluster measurements in each passband.

The final uncertainty ( $\sigma$ ) of cluster photometry in each passband was calculated as:  $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ . Fig. 4 shows estimated uncertainties versus corresponding magnitudes for all clusters. Uncertainties in the UV passbands are mainly dominated by sky background variations ( $\sigma_1$ ) and correlate well with magnitude. On the other hand, uncertainties in the IR passbands are much more scattered due to the presence of irregularly distributed individual bright stars; therefore, they are more sensitive to the cluster position bias among passbands ( $\sigma_2$ ).

It is difficult to quantify uncertainties caused by the interactive sky-background-level-determination procedure. However, they are of systematic nature and correlate well in neighbouring passbands; therefore, they only marginally affect cluster colour indices. Based on the individual sky background level determi-



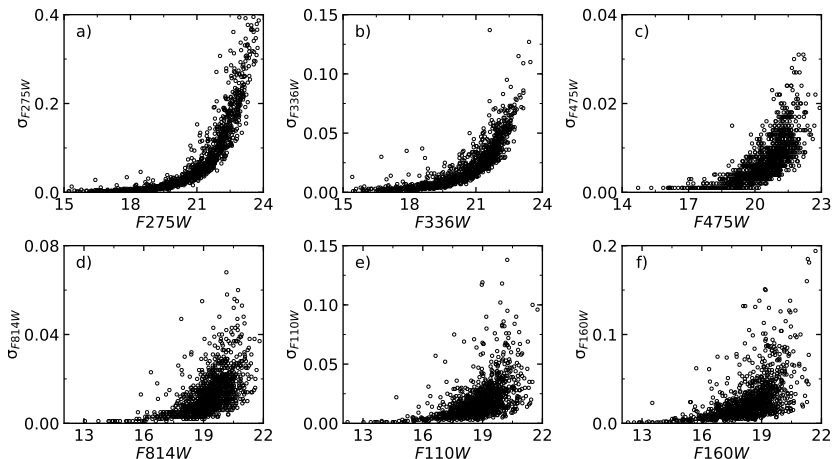


Fig. 4. Magnitude uncertainties ( $\sigma$ ) in all six passbands versus corresponding final cluster magnitudes.

nation by the team members, we conclude that these systematic errors can reach up to 0.05 mag for the faint clusters.

The photometry results with magnitude uncertainties ( $\sigma$ ) in each passband and half-light radii derived from growth-curves in the  $F475W$  passband ( $R_h$ ) are provided in Table 2<sup>8</sup> for all (1181) studied clusters.

#### 4. Multicolour photometry results

Fig. 5 shows large differences between star clusters' T aperture magnitudes measured directly (in a standard way) in all passbands and ones derived according to formula 1. We would like to draw readers' attention to the fact that panel c) actually shows not the differences of magnitudes derived by two different photometry methods, but the aperture corrections determined for the  $F475W$  passband (a term in the brackets in formula 1). These aperture corrections are used to transform C magnitudes to the final ones in all passbands.

Differences of cluster colour indices, calculated from the T and C magnitudes, also are very large (Fig. 6). Note, however, that in Figs. 5&6 we see only the effects of smaller aperture used to derive final magnitudes in all passbands. In this case, other photometry-affecting parameters (positions of cluster centres, T aperture sizes, and sky background levels) are the same in both methods.

Very large magnitude and colour index differences imply the importance of the problem addressed in this paper. However, even larger differences in magnitudes and colour indices are seen when we compare our results with Johnson et al. (2015). In this case, a cumulative effect on photometry is due to the differences in the mentioned parameters: positions of cluster centres,

T aperture sizes, and sky background levels (Figs. 7&8). Also, it is noteworthy to stress that absent significant systematic differences for bright objects suggest that both data sets are well-calibrated. We corrected Johnson et al. (2015) photometry data by applying new Zero Points (Table 1) used for our photometry.

Red dots in Figs. 7&8 mark clusters that have only the upper limits of magnitudes published by Johnson et al. (2015). The distribution of the red dots mimics a shape of magnitude and colour index differences of clusters measured more precisely; therefore, it suggests that those differences are dominated by field stars falling within larger apertures. The  $F275W$  and  $F336W$  passbands suffer from a low signal-to-noise ratio, which results in greater differences for faint (>20 mag) clusters. The IR passband differences mainly arise due to randomly distributed bright field stars.

To test the quality of new photometry data, we employed stochastic star cluster models within the age range of  $\log_{10}(t/\text{yr}) = 6.6 - 10.1$  and with masses of  $10^2 M_\odot$ ,  $10^3 M_\odot$ , and  $10^4 M_\odot$ . These models are based on PARSEC+COLIBRI isochrones<sup>9</sup> (Marigo et al. 2017) and were calculated using the same method as described in de Meulenaer et al. (2017). They are plotted extinction-free in the background of Figs. 9&10.

In Fig. 9 we show colour-colour diagrams of Johnson et al. (2015, panels a-c) and our (panels d-f) photometry compared to the synthetic models (gray density contours in the background). Masses of all model clusters are equal to  $10^3 M_\odot$  and their density distribution is emphasized by contour plots. Our measurements follow the distribution of the models more closely in all panels. However, the largest differences are seen in the IR passbands where the field star contamination is heaviest. We performed extensive tests of the sky background level determination method used in Johnson et al. (2015) and found that it is possible to easily overestimate the local sky background due to a couple

<sup>8</sup> Entire Table 2 is available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/vol/page>

<sup>9</sup> <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>

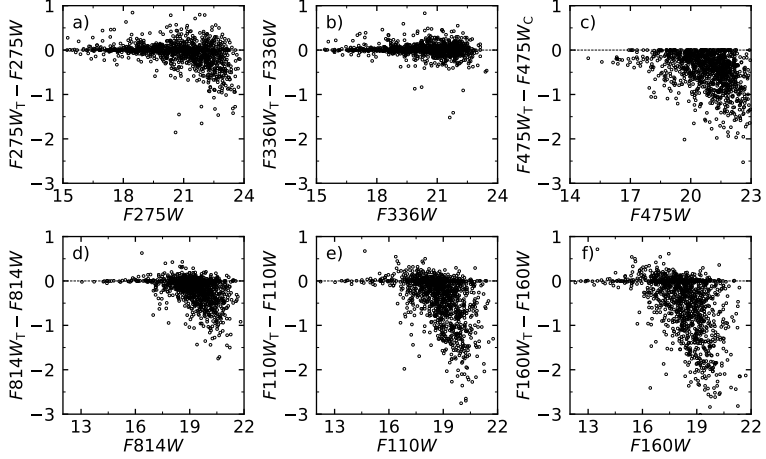


Fig. 5. Differences between directly measured T and derived (formula 1) final magnitudes.

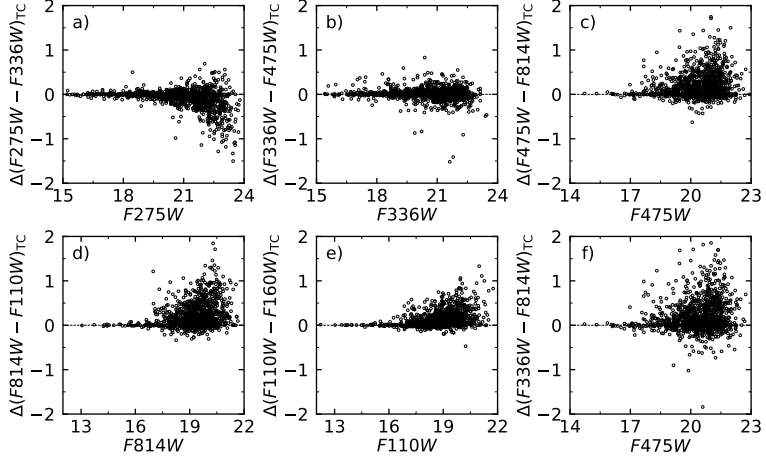


Fig. 6. The same as in Fig. 5, but differences between colour indices are shown.

of bright stars located in the region. Likely due to this reason, for some clusters, Johnson et al. (2015) reported only the upper limits in the F110W and F160W passbands.

Young star clusters are especially sensitive to this procedure because they are very faint in the IR passbands (Fig. 9c,f). Star clusters distributed at the upper right corner in Fig. 9a mostly

have only the upper limits of the UV magnitudes reported by Johnson et al. (2015). In our case, the accuracy of UV magnitudes is limited by the photon noise rather than the subtraction of the overestimated sky background level. Outlying star clusters in Fig. 9d-f) usually have very complicated surrounding sky backgrounds, that are difficult to take into account correctly, or have

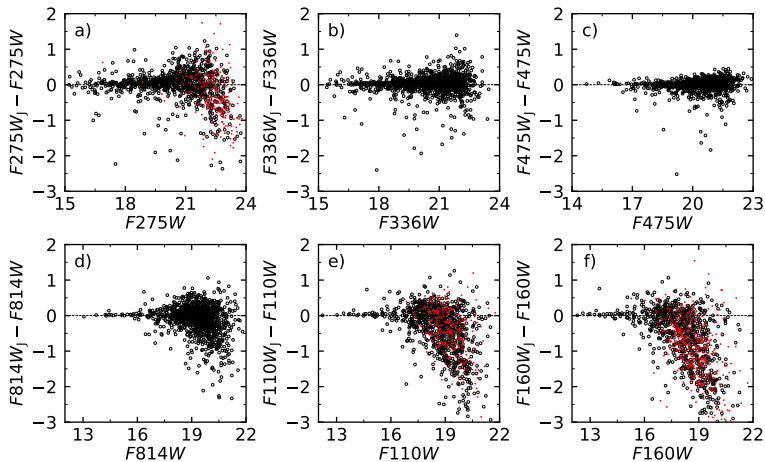


Fig. 7. Differences between Johnson et al. (2015, denoted with J) published magnitudes and our final magnitudes. Red dots mark clusters which have only magnitude upper limits in Johnson et al. (2015).

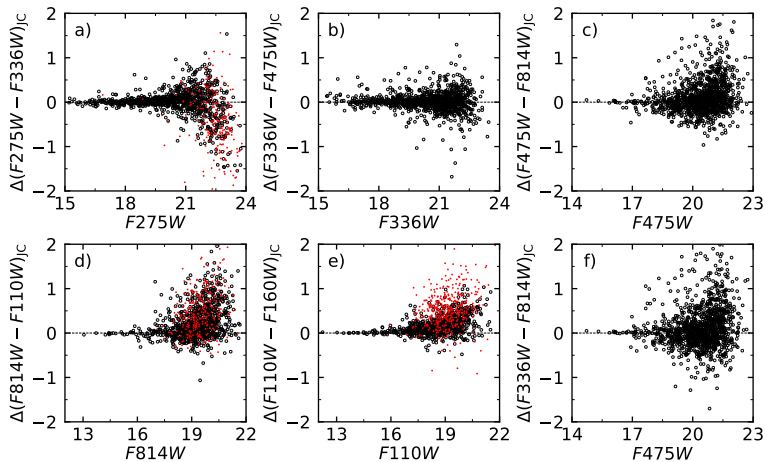
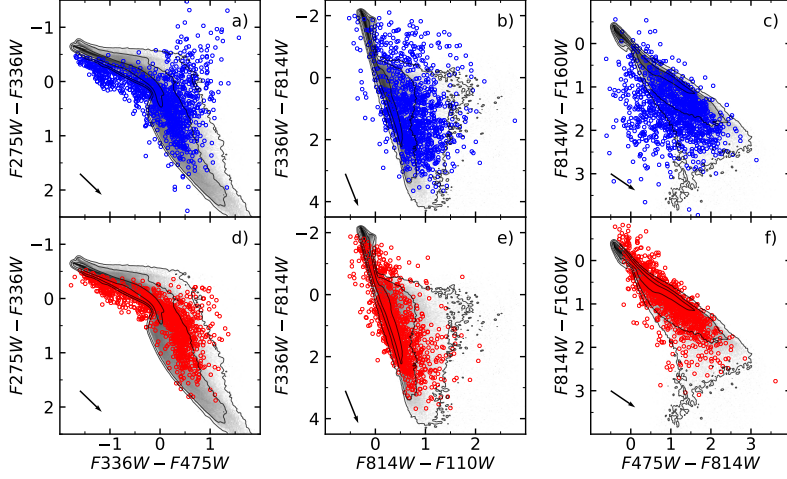


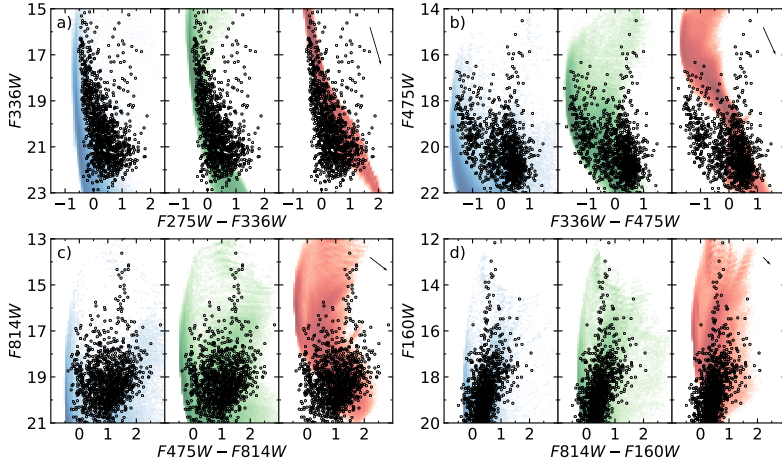
Fig. 8. The same as in Fig. 7, but differences between colour indices are shown.

bright contaminating field stars falling within the C aperture, or are strongly affected by extinction. There is a clear systematic shift due to the extinction between modelled and observed clusters (the extinction vectors are shown at the bottom-left corners of panels).

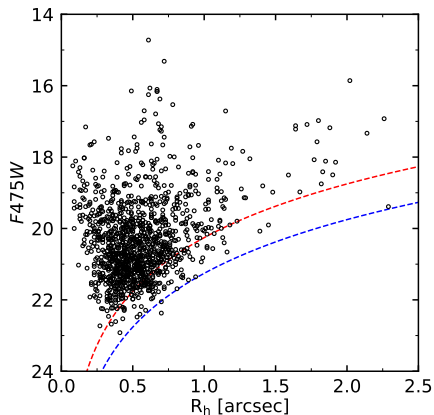
The distribution of star cluster models in CMDs strongly depends on their mass. This effect is shown in Fig. 10. A bimodal distribution of the modelled and observed clusters is clearly seen in Fig. 10a,b. The decrease in stochasticity with increasing cluster mass is also apparent. It is worth noting that the majority



**Fig. 9.** Colour-colour diagrams show star cluster photometry results by Johnson et al. (2015) in panels a-c) (blue dots) and those derived in this paper in panels d-f) (red dots). Distributions of star cluster models with masses of  $10^3 M_{\odot}$  are shown in the background. Arrows in the lower-left corners of panels indicate the extinction vectors of  $A_V = 1$  mag.



**Fig. 10.** Star cluster CMDs in various passband combinations. Distributions of star cluster models are shown in the background, colours code cluster masses of:  $10^2 M_{\odot}$  (blue),  $10^3 M_{\odot}$  (green), and  $10^4 M_{\odot}$  (red). Arrows in the upper-right corners of panels indicate the extinction vectors of  $A_V = 1$  mag.



**Fig. 11.** The  $F475W$  magnitude vs. half-light radius  $R_h$  in the  $F475W$  passband plotted for all clusters from our sample. A blue and red dashed lines indicate limits of constant surface brightness (within the half-light radius) of  $22.5 \text{ mag/arcsec}^2$  and  $21.5 \text{ mag/arcsec}^2$ , respectively.

of star clusters from our sample fit well with models of  $10^3 M_\odot$  mass, except for the most massive (brightest) globular-like clusters (located at  $F336W - F475W \sim 0.5 \text{ mag}$ ). Therefore, we conclude that the new photometry data are well-compatible with the stochastic cluster models calculated according to de Meulenaer et al. (2017).

Fig. 11 shows  $F475W$  magnitudes of star clusters versus their half-light radii in the  $F475W$  passband. The majority of clusters from our sample are faint ( $F475W > 20$ ) and compact ( $R_h \sim 0.5''$ ). The largest objects with  $R_h \geq 1.4''$  are mostly stellar associations. Taking into account a detection limit as a constant surface brightness of  $22.5 \text{ mag/arcsec}^2$  (a blue line in Fig. 11) and an approximate detection completeness of  $\sim 50\%$  limit of  $\sim 21.5 \text{ mag/arcsec}^2$  (a red line in Fig. 11), there is no clear correlation between cluster luminosity and size.

## 5. Conclusions

We provide a multicolour aperture photometry catalogue of a sample of 1181 star clusters from the M 31 PHAT survey (Dalcanton et al. 2012; Johnson et al. 2012, 2015). The main results of the present study are summarised in Figs. 5-8. We demonstrate that the proposed scheme of photometry with small apertures (see formula 1) gives more robust results in a sense of colour index consistency compared to the traditional aperture photometry performed through large apertures covering entire clusters (Fig. 9). We show that the new photometry results fit well within a space of stochastic star cluster models (Fig. 10).

There are two main issues limiting the accuracy of aperture cluster photometry: sky background determination and field stars projecting within the aperture. We carefully took into account both of these effects. However, for some  $\sim 10\%$  of clusters in the catalogue bright field stars projecting into the C aperture, used for multicolour photometry, still remain. The most promising further improvement of the accuracy of the photometry would

be the subtraction of individual resolved field stars. However, to solve this problem, it is necessary to perform stellar photometry in extremely crowded fields (on cluster bodies) with high accuracy, which is practically difficult to achieve by carrying out measurements on the mosaicked frames.

*Acknowledgements.* This research made use of the SAOImage DS9, developed by the Smithsonian Astrophysical Observatory. It is based on observations made with the NASA/ESA *Hubble* Space Telescope, and obtained from the *Hubble* Legacy Archive, which is a collaboration between the Space Telescope Science Institute (STScI/NASA), the Space Telescope European Coordinating Facility (ST-ECF/ESA) and the Canadian Astronomy Data Centre (CADCI/NRC/CSA). We made use of APLpy, an open-source plotting package for Python (Robitaille & Bressert 2012), and of Astropy<sup>10</sup>, a community-developed core Python package for Astronomy (Astropy Collaboration et al. 2013, 2018). This research was funded by a grant (No. LAT-09/2016) from the Research Council of Lithuania.

## References

- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, *AJ*, 156, 123
- Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *A&A*, 558, A33
- Barnby, P. & Huchra, J. P. 2001, *AJ*, 122, 2458
- Dalcanton, J. J., Williams, B. F., Lang, D., et al. 2012, *ApJ*, 200, 18
- de Meulenaer, P., Narbutis, D., Mineikis, T., & Vansevičius, V. 2013, *A&A*, 550, A20
- de Meulenaer, P., Narbutis, D., Mineikis, T., & Vansevičius, V. 2014, *A&A*, 569, A4
- de Meulenaer, P., Narbutis, D., Mineikis, T., & Vansevičius, V. 2015, *A&A*, 574, A66
- de Meulenaer, P., Stokutė, R., & Vansevičius, V. 2017, *A&A*, 602, A112
- Fouesneau, M., Johnson, L. C., Weisz, D. R., et al. 2014, *ApJ*, 786, 117
- Fouesneau, M. & Lançon, A. 2010, *A&A*, 521, A22
- Johnson, L. C., Seth, A. C., Dalcanton, J. J., et al. 2012, *ApJ*, 752, 95
- Johnson, L. C., Seth, A. C., Dalcanton, J. J., et al. 2015, *ApJ*, 802, 127
- Johnson, L. C., Seth, A. C., Dalcanton, J. J., et al. 2016, *ApJ*, 827, 33
- Johnson, L. C., Seth, A. C., Dalcanton, J. J., et al. 2017, *ApJ*, 839, 78
- Joye, W. A. & Mandel, E. 2003, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 295, *New Features of SAOImage DS9*, eds. H. E. Payne, R. I. Jedrzejewski, & R. N. Hook, 489
- Krienke, O. K. & Hodge, P. W. 2007, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 119, 7
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., et al. 2017, *ApJ*, 835, 77
- McConnachie, A. W., Irwin, M. J., Ferguson, A. M. N., et al. 2005, *MNRAS*, 356, 979
- Robitaille, T. & Bressert, E. 2012, *APLpy: Astronomical Plotting Library in Python*, *Astrophysics Source Code Library*
- Williams, B. F., Lang, D., Dalcanton, J. J., et al. 2014, *ApJ*, 215, 9

<sup>10</sup> <http://www.astropy.org>

3

COLLAPSE AND FRAGMENTATION OF MOLECULAR  
CLOUDS UNDER PRESSURE

K. Zubovas, K. Sabulis ir **R. Naujalis**

Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 442, 2837

(2014)

<https://doi.org/10.1093/mnras/stu1048>

Reproduced by permission of Oxford University Press.



# Collapse and fragmentation of molecular clouds under pressure

Kastytis Zubovas,<sup>\*</sup> Kostas Sabulis and Rokas Naujalis*Center for Physical Sciences and Technology, Savanorių 231, Vilnius LT-02300, Lithuania*

Accepted 2014 May 24. Received 2014 May 19; in original form 2013 October 30

## ABSTRACT

Recent analytical and numerical models show that AGN outflows and jets create interstellar medium (ISM) pressure in the host galaxy that is several orders of magnitude larger than in quiescent systems. This pressure increase can confine and compress molecular gas, thus accelerating star formation. In this paper, we model the effects of increased ambient ISM pressure on spherically symmetric turbulent molecular clouds. We find that large external pressure confines the cloud and drives a shockwave into it, which, together with instabilities behind the shock front, significantly accelerates the fragmentation rate. The compressed clouds therefore convert a larger fraction of their mass into stars over the cloud lifetime, and produce clusters that are initially more compact. Neither cloud rotation nor shear against the ISM affect this result significantly, unless the shear velocity is higher than the sound speed in the confining ISM. We conclude that external pressure is an important element in the star formation process, provided that it dominates over the internal pressure of the cloud.

**Key words:** stars: formation – ISM: clouds – galaxies: clusters: general.

## 1 INTRODUCTION

Under normal circumstances, star formation is a slow process: on all spatial scales larger than single pre-stellar cores, almost independently of environment, only 1–3 per cent of the molecular gas available for star formation is converted into stars every dynamical time (Krumholz & Tan 2007; McKee & Ostriker 2007; Krumholz, Dekel & McKee 2012a). Molecular clouds have lifetimes that depend on their sizes, with the smallest clouds ( $R_{\text{cl}} \sim 1\text{--}3$  pc) dispersing after only 1–3 Myr due to stellar feedback (Hartmann, Ballesteros-Paredes & Bergin 2001; Allen et al. 2007), while the largest clouds survive up to  $\sim 30$  Myr (Williams & McKee 1997; Kawamura et al. 2009; Dobbs & Pringle 2013). Despite these differences in absolute values, the cloud lifetimes are typically equal to a few crossing times, defined as the cloud size divided by the velocity dispersion in the cloud (Dobbs & Pringle 2013), and similar to the dynamical times for turbulence-supported clouds. As a result, most clouds only convert  $<10$  per cent of their gas mass into stars before dispersing (Williams & McKee 1997; Hartmann et al. 2001; Kawamura et al. 2009; Dobbs & Pringle 2013).

Star formation must be more efficient than this in order to produce clusters that remain bound after the parent cloud is dispersed: some simulations show that  $\sim 10\text{--}30$  per cent of the cloud mass must be converted into stars (e.g. Geyer & Burkert 2001; Baumgardt & Kroupa 2007). On the other hand, the hierarchical structure of the interstellar medium (ISM) implies that stars forming in the densest parts of the molecular clouds are more bound than the cloud as a

whole, and so can form bound star clusters even though the global star formation efficiency (SFE) stays low (Krujsssen 2012, 2013). On a global scale, it has been suggested that gravitational binding of massive clouds ( $M \gtrsim 7 \times 10^6 M_{\odot}$ ) might be enough to withstand stellar feedback until enough gas is converted into stars (Kroupa & Boily 2002; Bressert et al. 2012), leading to formation of globular clusters, while less massive clouds probably have to be compacted in some way in order to form stars more rapidly (Escala & Larson 2008; Larsen 2010). However, these suggestions are unlikely to be correct, since they predict a cutoff of cluster populations at low masses, which is not observed (Bastian et al. 2012a,b; Fall & Chandar 2012). Overall, a picture emerges wherein regions of high density are important for the formation of bound star clusters, but those regions do not necessarily encompass whole clouds.

Several authors have suggested that the star formation rate is ultimately governed by self-regulation, for example a balance between pressure created by stellar feedback and self-gravity of the gas (e.g. Thompson, Quataert & Murray 2005). If that is the case, then an increase in the pressure of the ISM surrounding the cloud should result in an increase of the star formation rate, as suggested recently by e.g. Zubovas et al. (2013). Numerous recent models of the effect of AGN jets (Silk 2005; Gaibler et al. 2012) and outflows (Ciotti & Ostriker 2007; Ishibashi & Fabian 2012; Nayakshin & Zubovas 2012; Zubovas et al. 2013) upon the host galaxy ISM suggest that these processes can compress molecular gas to pressures several orders of magnitude higher than typically found in the hot-phase ISM of quiescent galaxies. If this pressure translates into a linear increase in star formation rate, gas-rich AGN hosts may experience starbursts with star formation rates of several hundred  $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (e.g. Drouart et al. 2014).

<sup>\*</sup>E-mail: kastytis.zubovas@fmcc.lt

Although the connection between higher ambient pressure and an increased star formation rate seems robust, it rests on several assumptions. First of all, it assumes that external pressure creates more favourable conditions for star formation, i.e. that star formation can be triggered by a pressure increase. The second assumption is that there is enough material that can readily react to an increase in pressure by forming stars, so that external pressure accelerates ongoing star formation. Finally, the connection requires a steady state to be established: star formation must not increase to such rates that molecular gas is exhausted before feedback can establish self-regulation. These assumptions cannot be tested in large-scale models, because they require analysis of gas dynamics and fragmentation on scales of molecular clouds, below the typical resolution of galaxy-wide numerical simulations.

In this paper, we present results of numerical SPH simulations of spherically symmetric turbulent clouds embedded in a hot ISM. We track the collapse and fragmentation of the clouds, showing that under pressure, fragmentation is caused by a combined action of a shockwave driven into the cloud and instabilities behind it, leading to much higher fragmentation rates than in uncompressed cloud. The net effect of external compression is that confined clouds collapse and fragment on a time-scale shorter than the analytically derived cloud-crushing time-scale  $t_{\text{cr}} \simeq t_{\text{dyn}}(1 + P_{\text{ISM}}/P_{\text{grav}})^{-1/2}$ , where  $P_{\text{grav}}$  is the dynamical pressure of the cloud material necessary to overcome gravitational collapse, while  $P_{\text{ISM}}$  is the external pressure. Strongly compressed clouds fragment and turn a significant fraction of their mass into sink particles in  $t < 1$  Myr, before the cloud can begin to disperse due to stellar feedback. Furthermore, external pressure may confine even gravitationally unbound clouds, suggesting that compressed clouds may survive for longer even in the presence of stellar feedback or following the passage of an AGN shockwave. The resulting cluster of sink particles forming in our compressed cloud simulations is more massive and compact than the cluster born in uncompressed models. We conclude that external pressure enhances star formation in the cold ISM and produces clusters that are likely to survive for longer periods of time.

The paper is organized as follows. We begin by describing in more detail the physical basis of the connection between AGN activity and enhanced star formation (Section 2). Next, in Section 3, we present analytical estimates of the effect of external pressure on the cloud. In Section 4, we describe the setup of numerical simulations, while their results are shown in Section 5. Discussion of our findings and their implications is presented in Section 6. Finally, we summarize and conclude in Section 7.

## 2 POSITIVE AGN FEEDBACK ON STAR FORMATION

The general picture of AGN effect upon the host galaxy is that of negative feedback. AGN jets or wide-angle outflows heat the gas and push it out of the host galaxy, quenching the star formation process (McNamara & Nulsen 2007; Feruglio et al. 2010; Fabian 2012). There is growing evidence, however, that the real picture is more complex, and that star formation can be enhanced by AGN activity as well.

One process through which AGN activity can enhance star formation is the increase in hot-phase ISM pressure. Simple photoionization and Compton heating by the AGN radiation field can increase the temperature of the diffuse gas to  $10^7$  K or more. Using a typical ISM density of  $n_{\text{ISM}} = 1n_0 \text{ cm}^{-3}$ , we find that the distance to which

the gas is heated efficiently is (Sazonov, Ostriker & Sunyaev 2004)

$$R_{\text{heat}} \simeq \left( \frac{200L_{\text{AGN}}}{n_{\text{ISM}}T_{\text{ISM}}} \right)^{1/2} \simeq 140L_{46}^{1/2}n_0^{-1/2}T_7^{-1/2} \text{ pc}, \quad (1)$$

where  $L_{46} \equiv L_{\text{AGN}}/10^{46} \text{ erg s}^{-1}$  is the AGN luminosity and  $T_7 \equiv T/10^7 \text{ K}$  the ISM temperature. The only clouds affected by direct AGN heating are those close to the centre of the galaxy. Furthermore, these clouds are themselves exposed to the dissociating and ionizing AGN radiation. They can be heated, maintaining pressure equilibrium with the surroundings and losing molecular gas, leading to a lower star formation rate. Observations do not show either enhancement or suppression of star formation in clouds located in the centres of AGN hosts (Davies et al. 2005), so we believe that any effect due to direct heating is small.

A more promising approach for increasing the ISM pressure is shock heating. Shocks can be caused by a variety of processes, such as tidal interactions with companion galaxies (Ricker 1998) and ram-pressure stripping in galaxy clusters (Bekki et al. 2002; Bekki & Couch 2003). AGN can also create shocks in the ISM by heating it rapidly via jets (Gaibler et al. 2012) and/or outflows (Zubovas & King 2012). The physical model we use in this paper is based on predictions of these positive AGN feedback models, and considers three situations how AGN jets and/or outflows can interact with cold dense gas.

A high-pressure outflow (created by either wind or jet) can overtake dense clumps of gas and compress them. The outflow expands with a velocity of the order of  $10^3 \text{ km s}^{-1}$  (Zubovas & King 2012), corresponding to a shock temperature of the order of  $10^7$ – $10^8 \text{ K}$ . This causes the pressure inside an energy-driven AGN outflow to be 2–3 orders of magnitude higher than typical hot ISM pressure (Nayakshin & Zubovas 2012; Zubovas et al. 2013). Observed jet-inflated cocoons in radio galaxies have similarly high pressures (Begelman & Cioffi 1989; Gaibler et al. 2012). The interaction between a dense cloud and the outflow is very similar to the interaction of a cloud with a passing shockwave (e.g. Klein, McKee & Colella 1994), except that the material behind the shockwave compresses the cloud further.

An expanding outflow is generally thermally unstable, and can cool and form clouds (Nayakshin & Zubovas 2012; Zubovas & King 2014). These clouds form in pressure equilibrium with the surrounding flow and hence are not necessarily bound by their own gravity. A similar scenario was considered by Elmegreen & Efremov (1997), who found an increase in the SFE of clouds forming in high-pressure environments.

Finally, the outflow expanding in the diffuse gas of the galactic bulge and halo compresses the galactic disc. This creates a secondary shockwave passing into the disc and compressing the clouds there (Zubovas et al. 2013). The shockwave can develop a complex morphology due to the uneven density distribution of the disc ISM and therefore the clouds experience a wide range of shockwave velocities passing through them.

In the next section, we make analytical estimates of the effect of external pressure in these three situations, starting with the simplest, if somewhat unrealistic, scenario of negligible lateral velocity of the shockwave.

## 3 PRESSURE-ENHANCED CLOUD COLLAPSE

### 3.1 Cloud confinement by external pressure

Here, we make rough estimates regarding the effect that external pressure has on the internal dynamics of a giant molecular cloud



(GMC) in the various configurations discussed above. We scale all results to a cloud of mass  $M = 10^5 M_\odot$ ; this is a typical, if somewhat massive, example of a molecular cloud in the Milky Way (Roman-Duval et al. 2010). Using the Larson (1981) and the Solomon et al. (1987) relations, we find the linear size of the cloud to be  $L \sim 17$  pc, so we choose the cloud radius as  $R = 10$  pc  $\sim L/2$ . This translates into a surface density  $\Sigma_{\text{cl}} \simeq 318 M_\odot \text{pc}^{-2}$ . The velocity dispersion of a cloud of this size should be  $3.2 \text{ km s}^{-1} < \sigma_v < 4.2 \text{ km s}^{-1}$ ; we choose  $\sigma_{\text{turb}} = 3.6 \text{ km s}^{-1}$  to have the cloud supported against self-gravity (see below). For simplicity, we consider the cloud to be spherical with uniform density.

The gravitational binding energy of the cloud is

$$e_b \simeq \frac{3}{5} \frac{GM}{R} \simeq 2.5 \times 10^{11} M_5 R_{10}^{-1} \text{ erg g}^{-1}, \quad (2)$$

where  $M_5 = M/10^5 M_\odot$  and  $R_{10} = R/(10 \text{ pc})$ . The virial temperature of the cloud is  $T_{\text{vir}} \simeq 3800 M_5 R_{10}^2 \text{ K}$ , much higher than the typical gas temperature  $T \sim 10 \text{ K}$ . Support against rapid gravitational collapse comes from supersonic turbulence, with typical turbulent velocity dispersion

$$\sigma_{\text{turb}} \simeq \sqrt{\frac{3}{10} \frac{GM}{R}} \simeq 3.6 M_5^{1/2} R_{10}^{-1/2} \text{ km s}^{-1}. \quad (3)$$

The effective dynamical pressure of the cloud is

$$\frac{P_{\text{grav}}}{k_b} \simeq \frac{\rho \sigma_{\text{turb}}^2}{k_b} = n T_{\text{vir}} \simeq 1.4 \times 10^6 M_5^2 R_{10}^{-4} \text{ K cm}^{-3}. \quad (4)$$

Here,  $\rho \simeq 1.6 \times 10^{-21} M_5 R_{10}^{-3} \text{ g cm}^{-3}$  and  $n \simeq 380 M_5 R_{10}^{-3} \text{ cm}^{-3}$  are the mass density and particle density in the cloud, respectively.

From equation (4), we see that as long as the pressure in the ISM surrounding the cloud is  $P_{\text{ISM}}/k_b < 1.4 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}$ , the cloud evolution is unaffected by external pressure. This is the case in most ‘normal’ environments, where  $P_{\text{ISM}}/k_b < 10^5 \text{ K cm}^{-3}$  (Wolfire et al. 2003). If the external pressure increases above this value, the cloud is compressed. The exact situation depends on the dynamics of the surrounding ISM.

### 3.1.1 Negligible lateral velocity

In the simplest case, the external pressure around the molecular cloud increases isotropically and homogeneously. This is an unlikely scenario, since typically high pressure is caused by a shockwave enveloping the cloud. There are, however, a few situations where the velocity of the cloud with respect to its surroundings is low. First of all, the vertical gas velocity dispersion in gas-rich starburst galaxy discs can be as large as  $\sim 50$ – $100 \text{ km s}^{-1}$  (Quinn, Hernquist & Fullagar 1993; Scoville, Yun & Bryant 1997; Bryant & Scoville 1999), so it is conceivable for a given molecular cloud to be moving with a velocity  $> 100 \text{ km s}^{-1}$  vertically w.r.t. the rest frame of the galactic disc. A low-density ( $n_{\text{out}} \sim 0.1$ – $1 \text{ cm}^{-3}$ ) outflow in the galactic halo moving with velocity  $v_{\text{out}} = 1000 \text{ km s}^{-1}$  produces a shockwave in the galactic disc (which has a density  $n_{\text{ISM}} \sim 10$ – $100 \text{ cm}^{-3}$ ; cf. Thompson et al. 2005; Abramova & Zasov 2008) with a velocity of the order of  $v \sim v_{\text{out}}(n_{\text{out}}/n_{\text{ISM}})^{1/2} \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ . It is therefore possible that in the reference frame moving with the cloud, the shockwave is much slower than the sound speed of the shocked gas behind it. The direct interaction between the molecular cloud and the passing shockwave is mitigated by the atomic hydrogen envelope around the cloud (see also Section 6.6.2). In another case, a cloud that forms due to cooling of gas inside the fast hot outflow also experiences high external pressure without significant lateral motion.

The effect of this high isotropic pressure is to compress the cloud. In order to withstand this pressure, the cloud should have a higher turbulent velocity dispersion. We can update equation (3) to include external confinement:

$$\sigma'_{\text{turb}} \simeq \sqrt{\frac{3}{10} \frac{GM}{R} + \frac{P_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}}}; \quad (5)$$

alternatively, one can express the updated velocity dispersion in terms of the pressure ratio:

$$\sigma'_{\text{turb}} = \sigma_{\text{turb}} \sqrt{1 + \frac{n_{\text{ISM}} T_{\text{ISM}}}{n T_{\text{vir}}}} \simeq 10.3 M_5^{-1/2} R_{10}^{3/2} P_7^{1/2} \text{ km s}^{-1}. \quad (6)$$

In this equation,  $n_{\text{ISM}}$  and  $T_{\text{ISM}}$  refer to the density and temperature of the confining hot-phase ISM, respectively, and  $P_7 = P_{\text{ISM}}/(10^7 k_b \text{ K cm}^{-3})$ . We further assume that the ISM pressure is purely thermal. A corresponding time-scale for the evolution of the compressed cloud, which we term the effective dynamical time-scale, is

$$t'_{\text{dyn}} \sim t_{\text{dyn}} \frac{\sigma_{\text{turb}}}{\sigma'_{\text{turb}}} = t_{\text{dyn}} \left(1 + \frac{n_{\text{ISM}} T_{\text{ISM}}}{n T_{\text{vir}}}\right)^{-1/2}, \quad (7)$$

where  $t_{\text{dyn}} \simeq 1.7 M_5^{-1/2} R_{10}^{3/2} \text{ Myr} \propto \sigma_{\text{turb}}^{-1}$  is the dynamical time-scale of the cloud.

A shockwave is driven into the cloud approximately isotropically. It has a predominantly radial velocity (cf. e.g. Spitzer 1978; Jog & Solomon 1992)

$$v_{\text{sh}} \sim \left(\frac{P_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}}\right)^{1/2} \sim \left(\frac{P_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}}\right)^{1/2} c_{s, \text{ISM}} \sim \sigma'_{\text{turb}}, \quad (8)$$

where the last equality is valid if  $P_{\text{ISM}} > P_{\text{grav}}$ . The time-scale for the shockwave to reach the centre of the cloud, known as the cloud-crushing time-scale (Klein et al. 1994), is the same as  $t'_{\text{dyn}}$  provided that  $P_{\text{ISM}} > P_{\text{grav}}$ . In the opposite case, the cloud-crushing time-scale becomes longer than dynamical and crushing is essentially negligible, as expected.

The passage of the shockwave heats the gas to temperatures

$$T_{\text{sh}} \sim \frac{3}{16} \frac{\mu_{\text{cl}} m_p}{k_B} v_{\text{sh}}^2 \sim \frac{3}{16} \frac{\rho_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}} T_{\text{ISM}}. \quad (9)$$

For an ISM pressure  $P_{\text{ISM}}/k_b = 10^7 \text{ K cm}^{-3}$ , this translates into a post-shock temperature  $T_{\text{sh}} \sim 2 \times 10^3 \text{ K}$ . Using the post-shock gas density  $n_{\text{sh}} = 4n_{\text{cl}}$  (strong shock approximation; we further assume that gas remains mostly molecular in the shock, since the temperature increase is not enough to completely dissociate  $\text{H}_2$  or CO) and the cooling function approximation from McKee & Cowie (1977, table 1), we find the gas cooling time  $t_{\text{cool}} \sim 400 \text{ yr} \ll t'_{\text{dyn}}$ . Therefore, the post-shock gas can be assumed to cool instantaneously and attain a density (cf. Jog & Solomon 1992)

$$n_{\text{final}} \simeq \frac{16}{3} \frac{T_{\text{sh}}}{T_{\text{vir}}} n_{\text{cl}} \simeq \frac{P_{\text{ISM}}}{P_{\text{grav}}} n_{\text{cl}} \simeq 2.7 \times 10^3 P_7 M_5^{-1} R_{10} \text{ cm}^{-3}. \quad (10)$$

This final density increase by  $\sim 7$  times over the mean cloud density lowers the Jeans length and mass of the post-shock gas by a factor of  $\sim 2.6$ , assuming that the temperature stays the same. This means that smaller density perturbations become unstable and collapse to form stars, leading to rapid star formation in the shell driven into the cloud.

If the cloud forms under conditions of high external pressure, its turbulent velocity should have a value as given by equation (6). Such a cloud would not be bound by its own gravity, but as long as the external pressure persists, it is able to fragment and form

stars. The time-scale of the cloud evolution is  $R/\sigma'_{\text{turb}} = t'_{\text{dyn}}$ . Only a weak shockwave is driven into the cloud, so star formation starts in the central parts of the cloud, where the local dynamical time is shortest.

### 3.1.2 Large lateral velocity

If the cloud is compressed by a passage of a shockwave such that the shear velocity  $v_{\text{lat}}$  of the post-shock ISM gas with respect to the cloud is significant compared with the sound speed in this gas, the shear affects the cloud evolution. Direct interaction between a strong shock and the GMC is unlikely to occur: GMCs are typically surrounded by warm atomic hydrogen envelopes, which slow down and weaken the shockwave. The shockwave driven into the cloud is no longer approximately spherical. In the leading edge of the cloud, the shockwave velocity is approximately

$$v_{\text{sh,lat}} \sim \left( \frac{\rho_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}} \right)^{1/2} (c_{\text{s,ISM}}^2 + v_{\text{lat}}^2)^{1/2}. \quad (11)$$

In other directions, the velocity is lower than this, but never lower than  $v_{\text{sh}}$  (equation 8). The cloud is destroyed by the shockwave on a time-scale

$$t_{\text{destr}} \sim A \frac{R}{v_{\text{lat}}} \left( \frac{\rho_{\text{ISM}}}{\rho_{\text{cl}}} \right)^{-1/2}, \quad (12)$$

where  $A$  is a factor of the order of a few (Klein et al. 1994; Agertz et al. 2007 find  $A \simeq 1.6$ ). The sound speed of the hot ISM does not enter into the expression for the cloud destruction time-scale because cloud compression happens isotropically and does not disperse the cloud. We can use this expression together with the effective dynamical time  $R/v_{\text{sh,lat}}$  to estimate the mass of stars that form in a cloud thus affected:

$$\begin{aligned} M_{\text{s,lat}} &\sim \epsilon_{\text{s,ff}} M \frac{t_{\text{destr}} v_{\text{sh,lat}}}{R} \\ &\sim A \epsilon_{\text{s,ff}} M \frac{(c_{\text{s,ISM}}^2 + v_{\text{lat}}^2)^{1/2}}{v_{\text{lat}}} \geq A \epsilon_{\text{s,ff}} M. \end{aligned} \quad (13)$$

The net result is that even though the cloud is destroyed by the shear, the mass of stars formed from the cloud is larger than in a free-floating cloud. In a particular case of a strong shock and stationary cloud, where  $c_{\text{s,ISM}}^2/v_{\text{lat}}^2 = 5$ , this ratio is  $\sim 2.5A$  and the fraction of mass converted into stars can exceed 10 per cent before the cloud disperses.

### 3.2 Cluster survival in high-pressure systems

The low integrated (that is, calculated over the lifetime of the cloud rather than its dynamical time) efficiency of mass conversion into stars in a GMC suggests that the clouds are rapidly destroyed by stellar feedback. It is not well understood which of the many feedback processes are most important. It has been recently proposed that massive star clusters can form in molecular clouds that have escape velocities higher than the sound speed in ionized gas  $c_{\text{HII}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$  (Bressert et al. 2012). For unconfined clouds, this condition translates to a critical mass  $M_{\text{crit}} \sim 7 \times 10^6 M_{\odot}$ ; clouds above this mass retain even photoionized gas (Kroupa & Boily 2002; Krumholz & Matzner 2009). If no other feedback processes were relevant, this would lead to such massive clouds having SFEs of several times 10 per cent. On the other hand, these massive clouds may be destroyed by radiation pressure (Krumholz & Matzner 2009; Fall, Krumholz & Matzner 2010; Murray, Quataert & Thompson

2010) and thus maintain a low integrated SFE. It is, however, not clear how important radiation pressure feedback is (Krumholz & Thompson 2012, 2013).

No matter which feedback process disrupts the cloud, it must counteract the forces holding the cloud together. For a free-floating cloud, the only such force is the self-gravity of the cloud. Within our model, external pressure acts as an additional factor preventing gas escape and cloud dispersal. In the case of photoionization, the cloud is unable to expand and disperse provided that the total confining pressure (produced by both cloud self-gravity and ambient ISM) is higher than  $P_{\text{crit}} \simeq \rho_{\text{cl}} c_{\text{HII}}^2 = 1.6 \times 10^{-9} M_{\odot} R_{10}^{-2} \text{ erg cm}^{-3}$ . For our fiducial cloud parameters, this translates into a required ISM pressure

$$P_{\text{ISM}} = \rho_{\text{cl}} (c_{\text{HII}}^2 - \sigma_{\text{turb}}^2) \simeq 1.4 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-3}, \quad (14)$$

or, equivalently

$$\frac{P_{\text{ISM}}}{k_{\text{b}}} = 9.9 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}. \quad (15)$$

The balance between photoionization heating and stellar winds on one side and external pressure on the other allows the cloud to survive the photoionization radiation of young stars. Similar estimates based on pressure balance can be made for other forms of feedback, but these are beyond the scope of this paper. We merely wish to point out that as a result of external pressure, the cloud survives for longer against feedback than if it were not compressed. Therefore, the integrated SFE  $M_{\text{s}}/M_{\text{cl}}$  is higher than in unconfined clouds even if the SFE per dynamical time ( $\epsilon_{\text{ff,s}}$ ) were the same. Even small clouds can have large SFEs, giving rise to more strongly bound clusters. A similar result was found by Elmegreen & Efremov (1997), who suggested that high external pressure reduces mass-loss from nascent globular clusters and so enhances their survival prospects.

### 3.3 Summary

The calculations above reveal three major effects that confining external pressure has on a molecular cloud.

- (i) The cloud is compressed, reducing the effective dynamical time-scale and thus increasing the rates of fragmentation and star formation. This should be a general effect of higher ambient pressure, independent of its source, the time-scale over which the pressure increases or the shear velocity of the hot ISM w.r.t. the cloud.
- (ii) A shockwave is driven into the cloud from the sides towards the centre; the density in the post-shock region exceeds that of the undisturbed cloud medium by a factor of  $\sim 7$ , facilitating star formation there. As a result, stars form more rapidly in compressed clouds than in undisturbed ones, so that the cloud evolves on the effective dynamical time-scale. The shockwave is approximately spherical if the lateral motion of the ISM past the cloud is slow. If this velocity is large, the cloud is destroyed by the shockwave in a few effective dynamical times. The presence of the shockwave is guaranteed only if the external pressure increases around the cloud on a time-scale shorter than the cloud dynamical time; otherwise, the cloud has time to establish virial equilibrium with the higher surrounding pressure.
- (iii) As long as the total (external plus gravitational) pressure confining the cloud exceeds the pressure created by stellar feedback, the cloud is not disrupted and can continue to form stars. For the case of photoionizing feedback, this pressure is  $\sim 1.6 \times 10^{-9} M_{\odot} R_{10}^{-2} \text{ erg cm}^{-3}$ , easily reached in ISM heated by supernovae or AGN activity.

The fraction of gas converted into stars is larger in confined clouds than in uncompressed ones, leading to formation of more tightly bound clusters.

Although these conclusions seem robust based on analytical calculations alone, we wish to investigate the evolution of compressed clouds in more detail. Therefore, we turn to numerical simulations.

#### 4 NUMERICAL SIMULATIONS

We run a number of simulations using the hybrid  $N$ -body/SPH code GADGET-3 (an updated version of the publicly available code from Springel 2005). We utilize the SPHS method (Read & Hayfield 2012), which is specifically designed to remove artificial conductivity errors in standard SPH and resolve mixing of multiphase material (Read, Hayfield & Agertz 2010) and had been used successfully in modelling multiphase flows (Hobbs et al. 2013). We employ the fourth-order HOCT4 kernel with 442 neighbours, and use adaptive smoothing and gravitational softening lengths.

Each model starts with a spherically symmetric cloud with  $M_{\text{cl}} = 10^5 M_{\odot}$  and  $R_{\text{cl}} = 10$  pc, giving a mean particle density of molecular hydrogen  $n_{\text{cl}} \simeq 380 \text{ cm}^{-3}$ . We assume the cloud to have uniform density initially; we comment on this assumption in the Discussion (Section 6.6.2). The dynamical time of the cloud is  $t_{\text{dyn}} \simeq 1.7$  Myr. The cloud is supported against self-gravity by a large-scale turbulent velocity field with a characteristic velocity  $\sigma_{\text{turb}}$ .

We choose an implementation of turbulent velocities that produces a purely solenoidal (divergence-free) turbulent velocity spectrum (Dubinski, Narayan & Phillips 1995; Hobbs et al. 2011). This means that turbulence is incompressible; another extreme would be a purely compressive (curl-free) turbulence. Although supersonic turbulence is generally at least partially compressive, a large fraction of the turbulent energy is expected to be in solenoidal modes (Federrath et al. 2010; Hennebelle & Falgarone 2012), so we are confident that our choice of the velocity spectrum is not totally unrealistic. Furthermore, solenoidal turbulence has a shallower power spectrum than compressive one. Numerical simulations tend to steepen the spectrum as time goes by, since turbulence decays artificially starting from the smallest length-scales (highest wavenumbers); therefore, our choice of turbulent power spectrum should produce more realistic results than the opposite extreme. Finally, it is important to note that density perturbations grow  $\sim 10$  times slower for solenoidal turbulence than with purely compressive turbulence (Federrath et al. 2010); thus, our results of fragmentation rates are most likely underestimates.

From a technical point of view, turbulence is implemented as follows. The velocity field has a Kolmogorov power spectrum

$$P_v(k) \propto k^{-11/3}, \quad (16)$$

where  $k$  is the wavenumber. The velocity can be described as a curl of a vector potential  $A$  (this means that the velocity field is homogeneous and incompressible) and so the power spectrum can be expressed as

$$\langle |A_k|^2 \rangle = C (k^2 + k_{\text{min}}^2)^{-17/6}, \quad (17)$$

where  $k_{\text{min}} \simeq R_{\text{cl}}^{-1}$  is the minimum wavelength of turbulence and  $C$  is an arbitrary constant which is set later in order to give the characteristic velocity  $\sigma_{\text{turb}}$ . The vector potential is sampled in Fourier

space on a periodic cubic grid of  $256^3$  cells, calculating the value of  $A_k$  using equation (17). The curl of  $A_k$  then gives the velocity field in Fourier space, which is Fourier transformed into real space. We then use tricubic interpolation to calculate the velocity of each SPH particle.

Once the turbulent velocities are set up, we scale them to give the desired characteristic velocity (and hence turbulent energy). We consider two values of  $\sigma_{\text{turb}}$ . The lower value,  $\sigma_{\text{turb}} = 4 \text{ km s}^{-1}$ , supports the cloud against self gravity and creates a dynamical pressure inside the cloud  $P_{\text{dyn}}/k_b \simeq 1.7 \times 10^6 \text{ K cm}^{-3}$ . The higher value,  $\sigma_{\text{turb}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ , creates the same dynamical pressure as a cloud filled with photoionized gas would have:  $P_{\text{dyn}}/k_b \simeq 1.06 \times 10^7 \text{ K cm}^{-3}$ . We choose to represent photoionized gas with a higher turbulent velocity, rather than higher gas temperature, because photoionization predominantly affects diffuse gas (Dale & Bonnell 2011) and does not necessarily stop the collapse of already dense regions (Dale, Ercolano & Bonnell 2012); turbulence mimics this behaviour better than a uniform increase in gas internal energy. Alternatively, the large value of turbulence may represent a cloud which forms within a high-pressure outflow (Zubovas & King 2014).

The cloud is surrounded by an ISM with particle density  $n_{\text{ISM}} = 1 \text{ cm}^{-3}$  and temperature of either  $10^5$  or  $10^7 \text{ K}$ . This produces a pressure either much lower than the dynamical pressure of the cloud ( $P_{\text{ISM}}/k_b = 10^5 \text{ K cm}^{-3}$ ) or high enough to confine even the highly turbulent cloud ( $P_{\text{ISM}}/k_b = 10^7 \text{ K cm}^{-3}$ ). Accordingly, the models are called ‘uncompressed’ and ‘compressed’, respectively. The high external pressure is also higher than the ISM pressure necessary to prevent cloud dispersal by photoionization (see equation 14). The whole system is set up in a periodic box of side length 80 pc (models with shearing motion use a box of side length 160 pc).

All the models use the same number of particles,  $N = 10^6$ , to represent the cloud, giving a mass resolution  $m_{\text{res}} = 442 m_{\text{SPH}} = 44.2 M_{\odot}$ . This resolution is good enough to resolve very massive stars and small stellar associations. We implement a cooling function appropriate for dense gas at temperatures between  $10$  and  $10^4 \text{ K}$  (Inoue & Inutsuka 2008), which we modify so that cooling is turned off for gas at temperatures between  $3 \times 10^4 \text{ K}$  and  $T_{\text{ISM}}$ . With this prescription, the cloud gas is modelled with reasonable accuracy, while the surrounding ISM stays isothermal.

In order to speed up simulations and track the fragmentation within the cloud, we introduce sink particles in regions where the density exceeds  $\rho_{\text{crit}} = 10^{-17} \text{ g cm}^{-3} \simeq 1.5 \times 10^5 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ . At temperature  $T = 10 \text{ K}$ , this corresponds to a Jeans mass  $M_J \simeq 0.4 M_{\odot} = 4 m_{\text{SPH}}$ . This mass is similar to that of pre-stellar cores, so our simulations should not overproduce the number and total mass of fragments. The low Jeans mass allows us to track gas dynamics down to the resolution limit and below (albeit with lower accuracy below  $\sim 40 M_{\odot}$ ).

The models analysed are listed in Table 1. We first consider models with zero lateral velocity – t4T5, t4T7, t10T5, t10T7, t2.8T5r4.2 and t2.8T7r4.2, where each model is labelled by the value of turbulence ( $\tau$ , in  $\text{km s}^{-1}$ ), logarithm of surrounding ISM pressure ( $\tau$ ) and rotational velocity at the edge of the cloud ( $r$ , in  $\text{km s}^{-1}$ ). These simulations are designed to show the basic behaviour of clouds compressed by the hot ISM. Next, we model the more realistic cases of non-zero shear, with relative velocities of the ISM w.r.t the cloud ( $v$ ) of 10, 30, 100 and  $300 \text{ km s}^{-1}$ . The duration for which we run each simulation is determined by numerical resources, but in all cases, by the end of the simulation at least 70 per cent of the cloud gas is converted into sink particles.

**Table 1.** Parameters of the numerical models and most important results. The first column shows the model ID. The next four columns give the parameters: cloud turbulent velocity, confining ISM temperature, angular velocity of cloud rotation and linear velocity of shearing cloud motion, respectively. The final three columns are the primary results: time of formation of the first sink particles  $t_{\text{sink}}$ , fragmentation time-scale  $t_{\text{frag}}$ , half-mass radius  $r_h$  at fragmentation time and efficiency of gas conversion into sink particles in one dynamical time  $\epsilon_{\text{ff,sink}}$ . Numbers with asterisks are extrapolated from earlier snapshots.

Model ID	$v_{\text{turb}}$ (km s $^{-1}$ )	$T_{\text{ISM}}$ (K)	$\Omega_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ pc $^{-1}$ )	$v_{\text{lat}}$ (km s $^{-1}$ )	$t_{\text{sink}}$ (Myr)	$t_{\text{frag}}$ (Myr)	$r_h$ (pc)	$\epsilon_{\text{ff,sink}}$
t4T5	4	$10^5$	0	0	1.26	1.78	4.26	0.076
t4T7	4	$10^7$	0	0	0.37	0.43	1.37	$>0.9^*$
t10T5	10	$10^5$	0	0	1.51	2.51	8.29	0.016
t10T7	10	$10^7$	0	0	0.40	0.56	1.68	$>0.9^*$
t2.8r4.2T5	2.8	$10^5$	0.42	0	1.33	1.98	3.81	0.036
t2.8r4.2T7	2.8	$10^7$	0.42	0	0.34	0.42	1.04	0.75
t4v10T5	4	$10^5$	0	10	1.33	1.66	2.68	0.28
t4v10T7	4	$10^7$	0	10	0.36	0.42	1.30	0.98
t4v30T5	4	$10^5$	0	30	1.33	1.66	2.80	0.27
t4v30T7	4	$10^7$	0	30	0.36	0.42	1.30	0.96
t4v100T5	4	$10^5$	0	100	1.23	1.59	2.94	0.43
t4v100T7	4	$10^7$	0	100	0.29	0.43	2.25	0.92
t4v300T5	4	$10^5$	0	300	1.08	1.39	3.85	0.52
t4v300T7	4	$10^7$	0	300	0.60	0.89	1.48	0.80

## 5 RESULTS

We divide the result presentation into two parts. First, we analyse the effects of external pressure without shear, including cases of static gravitationally bound clouds (models t4T5 and t4T7), static gravitationally unbound clouds (models t10T5 and t10T7) and rotating gravitationally bound clouds (t2.8T5r4.2 and t2.8T7r4.2). Next, we consider the effects of progressively stronger shear upon self-gravitating clouds (models t4vXT5 and t4vXT7).

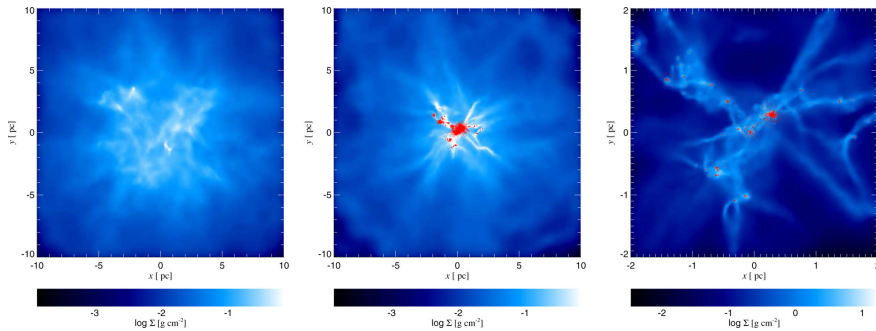
For each model, we derive four parameters which allow for easy quantitative comparison of their progress. The first parameter is the time when the first sink particle forms, which we use as a proxy for the onset of star formation. Secondly, we define the fragmentation time,  $t_{\text{frag}}$ , as the time when the sink particle mass fraction reaches 20 per cent; the choice of the particular mass fraction is arbitrary, but choosing either 10 or 30 per cent does not affect our conclu-

sions. The third parameter is the half-mass radius of the system,  $r_h$ , at  $t = t_{\text{frag}}$ . Finally, we define the efficiency of sink particle formation  $\epsilon_{\text{ff,sink}}$  as the mass fraction of sink particles after one dynamical time of the cloud, i.e. 1.7 Myr. The numerical values of these parameters are given in the last three columns of Table 1. The error due to time resolution of the simulations is  $\pm 0.02$  Myr, while fractional errors on distances are  $\pm 0.02$ .

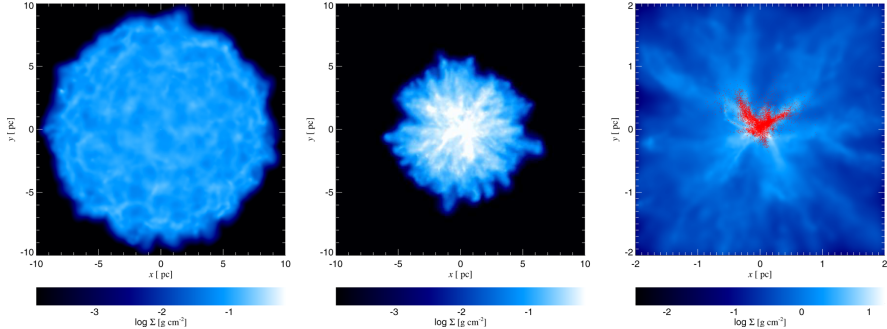
### 5.1 Models with no shear

#### 5.1.1 Triggering of fragmentation

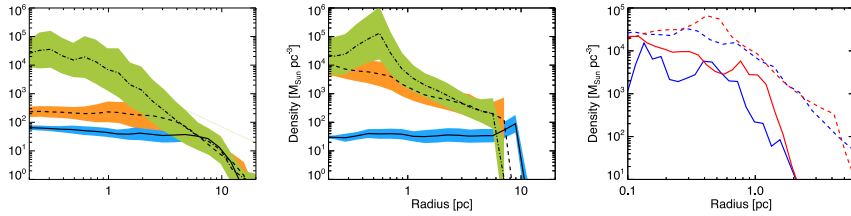
Figs 1 and 2 show the column density plots which depict the evolution of the models t4T5 and t4T7, respectively. The uncompressed model quickly develops an uneven density structure and expands



**Figure 1.** Evolution of the uncompressed cloud model, t4T5. Left-hand panel:  $t = 1.26$  Myr, just before the first sink particles appear; the cloud initially expands slightly and develops an uneven density structure due to turbulence, with higher density in the centre and several high-density blobs and filaments. Middle panel:  $t = 1.78$  Myr, when  $M_{\text{sink}} = 0.2(M_{\text{cl}} + M_{\text{sink}})$ ; sink particles form predominantly in the centre of the cloud, where the dynamical time is shortest and densities are highest. Right-hand panel: zoom in to the centre of the cloud at  $t = 1.78$  Myr; sink particles have formed in several clumps where turbulent motions created overdense regions. Note the density scale change in this panel compared with the previous two. In the last panel, only 10 per cent of sink particles are shown for clarity.



**Figure 2.** Evolution of the compressed cloud model, t4T7. Left-hand panel:  $t = 0.14$  Myr; the cloud is confined and slowly compressed by the surrounding medium, developing an overdense shell at the interface. Middle panel:  $t = 0.37$  Myr, just before the first sink particles appear; the cloud radius is decreasing, but RM instabilities destroy a coherent shockwave. Right-hand panel:  $t = 0.43$  Myr, when  $M_{\text{sink}} = 0.2(M_{\text{cl}} + M_{\text{disk}})$ ; sink particles are forming vigorously in a single clump in the centre of the cloud. Note the density and size scale change in this panel compared with the previous two. In the last panel, only 10 per cent of sink particles are shown for clarity.



**Figure 3.** Radial density profiles. Left-hand panel: model t4T5 at 0.47, 1.26 and 1.78 Myr (solid, dashed and dot-dashed lines, respectively; each line is created by averaging the values of three subsequent snapshots, in order to reduce numerical noise). Coloured regions indicate  $\pm 1\sigma$  deviation from the mean of  $\log \rho$ . The cloud develops an approximately isothermal density profile, and its density exceeds the star formation threshold only in the very centre. Middle panel: model t4T7 at 0.14, 0.37 and 0.43 Myr. Line styles and colours as in previous panel. The cloud is compressed, with a weak shockwave (density ratio  $\sim 2$ ) moving inwards. The threshold density for star formation is still reached only in the centre. Right-hand panel: sink particle radial profiles (solid lines) and gas radial profiles (dashed lines) at  $t = t_{\text{frag}}$ ; blue lines indicate t4T5, red lines indicate t4T7. The gas density profiles are identical except for the presence of a shockwave in model t4T7, while the sink particles in t4T7 are distributed slightly more widely than in the uncompressed model.

slightly, before starting to collapse as the turbulence decays. The density increases mainly in the central parts of the cloud, which develop an isothermal ( $\rho \propto R^{-2}$ ) density structure (left-hand panel, also Fig. 3, left-hand panel). Star formation begins in the central regions, where the density is highest due to convergent turbulent flows. Sink particles form along filaments and are gradually absorbed into a central elliptical cluster (right-hand panel). The fraction of mass converted into sink particles in one dynamical time of the cloud is  $\epsilon_{\text{ff,sink}} \simeq 7$  per cent. Multiplying this value by the single-core SFE of 25–75 per cent (Matzner & McKee 2000; Alves, Lombardi & Lada 2007) gives an SFE  $\epsilon_{\text{ff,s}} \simeq 2$ –5 per cent. The similarity of this result to the observationally derived value (McKee & Ostriker 2007) is partly coincidental, and depends sensitively on the initial conditions, especially the characteristic turbulent velocity of the cloud (Bate, Bonnell & Bromm 2003). Furthermore, the decay of turbulence in the cloud is partly responsible for the high fragmentation rate (see Section 6.6.3).

The evolution of the compressed cloud is notably different in two aspects. As expected, the hot ISM confines the cloud and

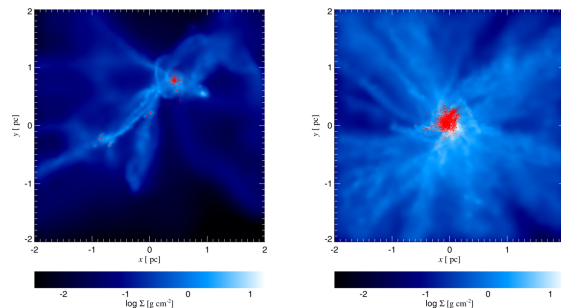
compresses it (Fig. 2, left-hand panel and Fig. 3, middle panel). However, there is no clearly visible shockwave moving inwards through the cloud. This happens because Richtmyer–Meshkov (RM) instabilities begin growing along the interface between the cloud and the ISM on a time-scale comparable to the cloud-crushing time-scale (Klein et al. 1994). These instabilities manifest as thick fingers visible in the middle panel of Fig. 2. The first sink particles appear at  $t \sim 0.37$  Myr. Much like in the uncompressed model, they form in the centre of the cloud, where growing instabilities increase mixing rate and promote the formation of high-density clumps. Unlike the uncompressed model, however, the sink particles are more likely to escape their parent clumps, so the mean mass of sink particles is lower, and all sink particles form a single large cluster, rather than keeping a complex substructure. All of the cloud gas is converted into sink particles well before 1.7 Myr, giving a formal fragmentation efficiency  $\epsilon_{\text{ff,sink}} > 100$  per cent.

We compare the radial density profiles of gas (dashed lines) and sink particles (solid lines) in the two models at  $t = t_{\text{frag}}$  in the right-hand panel of Fig. 3. The gas density profiles are

almost identical in the two models, except for a weak shockwave (density ratio  $\sim 2$ ) in model t4T7 (red line) at  $0.3 \text{ pc} < R < 0.7 \text{ pc}$ . Both gas density profiles are slightly steeper than isothermal,  $\rho \propto R^{-2.5}$ , outside  $R \simeq 0.7 \text{ pc}$ . They should flatten over time. The sink particles are slightly more centrally concentrated than the gas in both models; furthermore, the uncompressed cloud has a smaller ‘core’ of sink particles, going out to  $\sim 0.5 \text{ pc}$ , as opposed to the  $\sim 1\text{-pc}$ -wide core in the compressed model. The outer slopes of sink particle density profiles are very steep in both models,  $d \ln \rho / d \ln R \simeq -4$  to  $-5$ , which should later expand and relax to a shallower distribution.

The morphology of high-turbulence models, t10T5 and t10T7, is presented in Fig. 4. The unconfined cloud expands significantly, with some filaments reaching radii of  $>30 \text{ pc}$ . Meanwhile, the density in the central parts keeps increasing and the first sink particles appear at  $1.51 \text{ Myr}$ , not much later than in the low-turbulence model (t4T5,  $1.26 \text{ Myr}$ ). Later on, however, the fragmentation rate stays much lower than in t4T5 (see Section 5.1.3). As a result, the fragmentation efficiency is only  $\epsilon_{\text{fr,sink}} \simeq 1.6$  per cent. This is much lower than the 5–10 per cent found by Clark et al. (2005), presumably because those authors considered a cloud with  $E_{\text{turb}}/E_{\text{grav}} = 2$ , whereas in our model, the ratio is 7.7. The sink particle cluster that eventually forms in the central parts (Fig. 4, left-hand panel) is not a realistic result due to the decay of turbulence (see Section 6.6.3) and lack of stellar feedback (see Section 6.3), which would presumably destroy the cloud.

The confined highly turbulent cloud (Fig. 4, right-hand panel) evolves in a very similar way to its low-turbulence analogue. The cloud expands very little at first, but is quickly confined and compressed; even though the shockwave is weak, RM instabilities form behind it and help increase gas density, which leads to formation of the first sink particles at  $t \simeq 0.40 \text{ Myr}$ , a very similar time to model t4T7. Subsequently, both the fragmentation rate and fragment mass fraction increase exponentially, with 20 per cent sink particle mass fraction achieved by  $t_{\text{frag}} = 0.56 \text{ Myr}$  (compare with  $t_{\text{frag}} = 0.43 \text{ Myr}$  of t4T7). The half-mass radius of the cloud is slightly larger than in the model t4T7, but this difference does not affect the global evolution: just as in t4T7, all of the cloud gas turns into sink particles within one dynamical time.



**Figure 4.** Morphology of the two high-turbulence models, t10T5 (left-hand panel) and t10T7 (right-hand panel), when the sink particle mass fraction is 20 per cent. This happens at  $t = 2.51 \text{ Myr}$  for the uncompressed model and at  $t = 0.56 \text{ Myr}$  for the compressed cloud. Even high turbulence is unable to prevent confinement and collapse of the cloud embedded in a high-pressure hot ISM. Only 10 per cent of sink particles are shown for clarity.

These results show that the surrounding hot ISM pressure can have a dominant effect on molecular cloud evolution, provided it is larger than the dynamical pressure of the cloud. The affected cloud is confined, preventing gas dispersal (and reducing its tidal radius; see Section 6.3); a shockwave is driven into the cloud, followed by RM instabilities, which accelerate and trigger fragmentation.

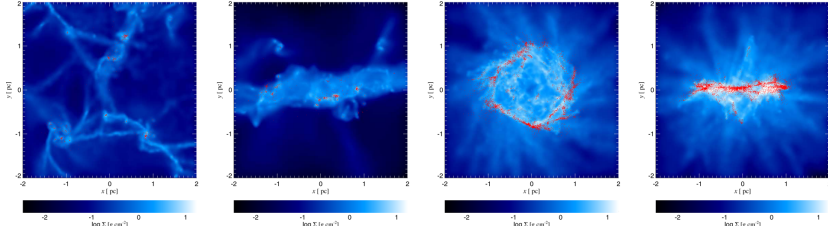
### 5.1.2 Fragmentation of rotating clouds

We run two simulations, t2.8r4.2T5 and t2.8r4.2T7 (see Table 1), to investigate the effects of cloud rotation. The cloud is set up to have solid-body rotation around the Z-axis with an angular velocity of  $\omega_{\text{rot}} = 0.42 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . The characteristic turbulent velocity is reduced to  $2.8 \text{ km s}^{-1}$ . This ensures that the contributions to dynamical pressure from rotation and turbulence are approximately the same in the XY plane and that the total kinetic energy of the cloud is the same as in t4 models.

Even though the cloud rotation is slow, with  $\omega_{\text{rot}} t_{\text{dyn}} \simeq 0.7$ , the uncompressed cloud evolves rather differently from the non-rotating case. The first two panels of Fig. 5 show the cloud morphology at  $t = t_{\text{frag}} = 1.98 \text{ Myr}$ . The cloud collapses vertically, forming a disc partially supported by rotation, which then fragments and starts producing sink particles in small clusters throughout the disc. The mean density of the gas disc is lower than of a spherically collapsing cloud, so the sink particles begin appearing slightly later, after  $\sim 1.33 \text{ Myr}$ . The fragmentation efficiency is accordingly lower,  $\epsilon_{\text{fr,sink}} = 3.6$  per cent.

Since the compressed rotating model evolves much faster, rotation does not have time to break the cloud into separate clumps. However, rotation has another important effect: the RM fingers that significantly affect the cloud evolution in the non-rotating models are sheared away, and the central parts of the cloud are effectively shielded from the shockwave. As a result, the highest densities are achieved at the edge of the cloud; this is also where most sink particles form (third panel of Fig. 5). In the vertical direction, the cloud is strongly compressed (fourth panel of Fig. 5), but the shockwave does not produce large enough densities for rapid fragmentation. It is interesting that the global parameters of cloud fragmentation are very similar to those of the non-rotating compressed model. The first sink particles appear after  $\sim 0.34 \text{ Myr}$  and  $t_{\text{frag}} = 0.42$ , leading





**Figure 5.** Morphology of rotating cloud models, t2.8r4.2T5 at  $t = 2.03$  Myr (two left-hand panels) and t2.8r4.2T7 at 0.42 Myr (two right-hand panels). First and third panels show the top-down view of the XY plane, second and fourth panels show the side view of the XZ plane. Rotation has a noticeable effect on the morphology of both uncompressed and compressed clouds, distributing the gas in a larger volume and preventing instability growth. Only 10 per cent of sink particles are shown for clarity.

to a large fragmentation efficiency  $\epsilon_{\text{fr,sink}} = 75$  per cent; all these numbers are very similar to those of model t4T7.

### 5.1.3 Reduced effective dynamical time

Fig. 6 shows the mass fraction of sink particles (solid lines) and fragmentation rate in solar masses per year (dashed lines) for the six models described above (left-hand panel – t4, middle panel – t10, right-hand panel – t2.8r4.2; blue lines – T5, red lines – T7). The horizontal axis is scaled to the fragmentation time-scale  $t_{\text{frag}}$  (see Table 1 and the beginning of this section).

We see immediately that the time evolution of compressed and uncompressed models is qualitatively different. Model t4T7 (left-hand panel, red lines) forms stars  $\sim 10$  times more rapidly than model t4T5, so even when scaled to the fragmentation time-scale  $t_{\text{frag}}$ , the growth of sink mass fraction is much faster in the compressed cloud. Similar differences appear in the high-turbulence and rotating models.

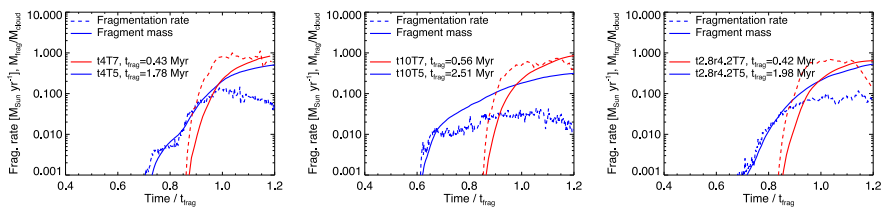
It is interesting to compare the ratio of certain time-scales for both models with analytical predictions. The analytical prediction for the effective dynamical time (Section 3.1.1 and equation 7) is  $t_{\text{dyn}}/t'_{\text{dyn}} \simeq (P_{\text{ISM}} + P_{\text{grav}}/P_{\text{grav}})^{1/2} \simeq 2.9$ . The ratio of the times for the first sinks to form,  $1.26/0.37 \simeq 3.4$ , is similar, but somewhat larger. The discrepancy is even greater when we consider the fragmentation time-scales:  $t_{\text{frag,t4T5}}/t_{\text{frag,t4T7}} = 1.78/0.43 \simeq 4.1$ . We see that the compressed cloud evolves progressively faster than the analytical estimate predicts. This accelerated fragmentation cannot be the result of increased mean cloud density, because both models

have the same density profiles at  $t_{\text{frag}}$  (Fig. 3, right-hand panel). A possible explanation is the action of RM instabilities, which create denser and more diffuse regions while keeping the radial density profile the same. This facilitates the fragmentation of gas into sink particles. We tested this hypothesis by running these two simulations with the standard SPH formalism, where artificial surface tension suppresses instability growth, and found that the compressed cloud there evolves consistently with the analytical prediction.

The difference in evolution between the two high-turbulence models is even larger. As expected, the uncompressed high-turbulence cloud, model t10T5, fragments very slowly, reaching only  $\dot{M}_{\text{frag}} \sim 0.04 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and maintaining this value for a long time, as turbulence decays and material gradually accumulates back in the centre of the cloud. The compressed cloud, however, evolves almost identically to its low-turbulence counterpart, exhibiting similar peak fragmentation rate and the ratio of  $t_{\text{frag}}$  to the time of the formation of the first sinks.

Both rotating models evolve in a similar way to the t4 models. Rotation slows down fragmentation in the uncompressed model, but otherwise the time evolution is almost identical. This is striking when considering how different the morphologies of the rotating and non-rotating compressed models are. Such similarity suggests that RM instabilities only increase the stratification of densities in the cloud, rather than compacting the cloud as a whole. In the rotating model, instabilities are confined to the outskirts of the cloud, but their effects still manifest.

Overall, the time evolution reveals that external compression enhances molecular cloud fragmentation in two ways. First of all,



**Figure 6.** Fragmentation rates and growth of the sink particle population for the low-turbulence (left-hand panel), high-turbulence (middle panel) and rotating (right-hand panel) models. The time axis is scaled to the fragmentation time-scale  $t_{\text{frag}}$  (see Table 1). In all three cases, compressed clouds show qualitatively faster fragmentation, with a much shorter time between first sink particles appearing and  $t_{\text{frag}}$  and a 10–20 times larger fragmentation rate. The compressed models evolve similarly independently of characteristic turbulent velocity or rotation.

it pushes the cloud together, reducing the effective dynamical time. In addition, the shockwave generated by the high-pressure ISM facilitates the formation of instabilities, which stratify gas density in some regions, accelerating fragmentation. Finally, if the cloud is confined by external pressure, the characteristic turbulent velocity has very little effect on the cloud evolution.

## 5.2 Cloud with shearing motion

We perform eight simulations of clouds moving with respect to the surrounding ISM (see Table 1) to evaluate the effects of progressively stronger shearing motion. The low-pressure models in this group are essentially a form of the standard ‘blob test’ for hydrodynamic codes (Nakamura et al. 2006; Agertz et al. 2007; Read & Hayfield 2012), except that the cloud is turbulent. The time-scale of cloud destruction in such a system is (Agerzt et al. 2007)

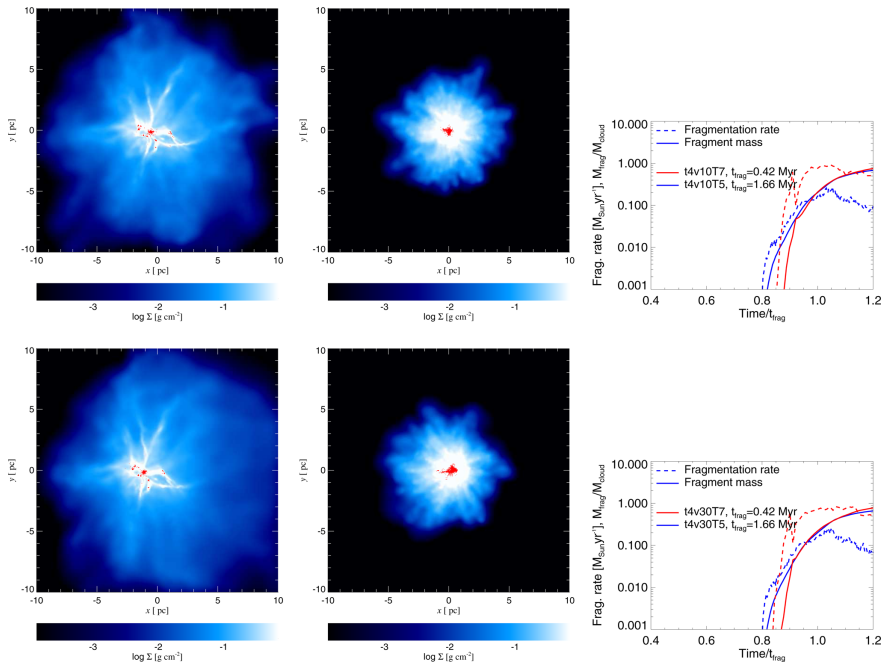
$$t_{\text{dest}} \sim 1.6 \times \frac{2R_{\text{cl}}}{v_{\text{lat}}} \left( \frac{\rho_{\text{cl}}}{\rho_{\text{ISM}}} \right)^{1/2} \sim 12.5 M_5^{1/2} R_{10}^{-1/2} v_{100}^{-1} \text{ Myr}, \quad (18)$$

where  $v_{100} = v_{\text{lat}}/100 \text{ km s}^{-1}$ . We see that the clouds should not be destroyed by shear on the time-scales relevant for our models, especially when the post-shock gas further compresses the cloud.

For numerical reasons, we set up the cloud as static, with the ISM moving past it at a uniform velocity  $v_{\text{lat}}$  in the positive  $X$ -direction. We consider four ISM velocities:  $v_{\text{lat}} = 10, 30, 100$  and  $300 \text{ km s}^{-1}$ . Direct acceleration of the cloud is important only in the fastest case, where the cloud is accelerated to a velocity of the order of  $\sigma_{\text{turb}}$  in  $\sim 0.8 \text{ Myr}$  (McKee, Cowie & Ostriker 1978); in the other cases,  $t_{\text{accel}} > t_{\text{dyn}}$ .

The results of these models are presented in Figs 7 (cases with  $v = 10$  and  $30 \text{ km s}^{-1}$ ) and 8 ( $v = 100$  and  $300 \text{ km s}^{-1}$ ). The first two columns in each figure show the morphology of these models at  $t = t_{\text{frag}}$ . In all the plots, the ISM is moving to the right. Each row represents a different lateral velocity, while the left and middle columns represent uncompressed and compressed models, respectively.

There is an immediately obvious qualitative difference between the T5 and T7 models, namely that T5 models fragment closer to the leading (left) edge of the cloud, while the T7 models fragment closer to the trailing (right) edge. This is easy to understand once we consider how shockwaves propagate through the clouds in various cases. In models t4v10T5 and t4v30T5, there is no discernible shockwave, since the lateral velocity is  $v_{\text{lat}} < \sigma_{\text{turb}}(\rho_{\text{cl}}/\rho_{\text{ISM}})^{1/2} \simeq 130 \text{ km s}^{-1}$ . The morphology of the fragmenting central regions is identical to those of the static cloud, and the parameters of



**Figure 7.** Morphology and time evolution of moving cloud models with lateral velocities of  $10 \text{ km s}^{-1}$  (top row) and  $30 \text{ km s}^{-1}$  (bottom row). Left-hand column shows models with  $T_{\text{ISM}} = 10^5 \text{ K}$ , i.e. uncompressed clouds, middle column shows clouds compressed with  $T_{\text{ISM}} = 10^7 \text{ K}$  (both at  $t = t_{\text{frag}}$ ), right-hand column shows the time evolution scaled to the fragmentation time. The ISM moves to the right in all left and middle column plots.



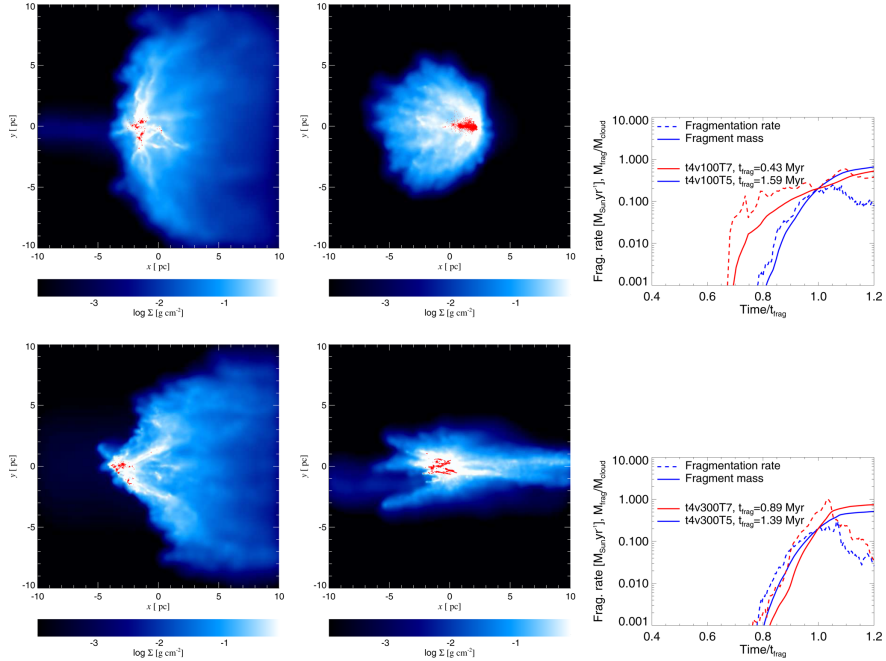


Figure 8. Same as Fig. 7, but for models moving with  $100 \text{ km s}^{-1}$  (top row) and  $300 \text{ km s}^{-1}$  (bottom row).

fragmentation are almost identical as well (see Table 1): first sink particles appear at  $t = 1.33 \text{ Myr}$  in both models; the fragmentation time-scale is also identical,  $t_{\text{frag}} = 1.66 \text{ Myr}$ , slightly smaller than in the static model ( $1.78 \text{ Myr}$ ). This discrepancy arises because some of the cloud material is removed and joins the ISM, so the mass of the cloud drops and a lower total sink particle mass is required to bring the mass fraction up to 20 per cent. Cloud ablation and slight compression along the leading edge also leads to the sink particle cluster appearing off-centre and to the half-mass radius of the cloud being much smaller ( $2.68 \text{ pc}$  versus  $4.26 \text{ pc}$  in model t4T5).

In the higher velocity models, t4v100T5 and t4v300T5 (Fig. 8, left-hand column), the shockwave produced by the lateral motion of the ISM affects the cloud significantly. The shockwave moving through the cloud has a velocity comparable to or larger than the characteristic turbulent velocity, and so the cloud begins to break apart (as in the standard ‘blob test’; Agertz et al. 2007). Fragmentation is accelerated by the shockwave, with first sink particles appearing at  $t = 1.23 \text{ Myr}$  and  $1.08 \text{ Myr}$  in the v100 and v300 models, respectively, and occurs along the leading edge of the cloud. In particular, in the v300 model, the shockwave enhances gas compression by  $\sim 20$  per cent, so that the sink particles reach 20 per cent by mass at only  $t_{\text{frag}} = 1.39 \text{ Myr}$  (in model v100,  $t_{\text{frag}} = 1.59 \text{ Myr}$ ). The increasing importance of cloud ablation is also evident when considering the half-mass radii, which also increase with increasing lateral velocity. In both models, the faint line of material visible on

the left is the extended tail of the cloud arriving through the periodic boundary. The density of this tail is low enough to be insignificant for the evolution of the cloud.

The compressed models show different behaviour, because there is always a shockwave moving in through the cloud. Once again, the low-velocity models evolve similarly to their static analogues, with both the time of appearance of the first sinks ( $0.36 \text{ Myr}$ ) and fragmentation time ( $t_{\text{frag}} = 0.42 \text{ Myr}$ ) the same as in model t4T7. Faster motion (model t4v100T7) produces noticeable change in that the shockwave is anisotropic, moving in faster from the leading (left-hand) side, resulting in maximum compression in the trailing side of the cloud and more fragments forming there. The fragments also start forming earlier, at  $t = 0.29 \text{ Myr}$ , but  $t_{\text{frag}} = 0.43 \text{ Myr}$  is the same as in previous models. The fastest cloud, v300, is disrupted by the shockwave and so fragmentation is actually delayed, with first sink particles forming at  $t = 0.6 \text{ Myr}$  and  $t_{\text{frag}} = 0.89$ .

The right-hand columns of Figs 7 and 8 show the time evolution of fragmentation in the eight models. All four uncompressed models (blue lines) evolve similarly, with first sinks appearing at around  $0.8t_{\text{frag}}$ , the fragmentation rate increasing up to  $\sim 0.2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  and then dropping. Only in the fastest moving model the fragmentation rate drops more significantly due to rapid removal of gas from the cloud. The two slow-moving compressed models evolve very similarly to the static compressed one (t4T7, compare the left-hand panel in Fig. 6), with a maximum fragmentation rate

reaching  $\sim 1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  at  $t \simeq t_{\text{frag}}$  before dropping slightly. In the v100 model (Fig. 8, top-right panel, red lines), fragmentation starts earlier, at  $t \simeq 0.65 t_{\text{frag}}$  and proceeds more slowly, with fragmentation rate staying at  $\sim 0.3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . This happens because the anisotropic shockwave creates conditions for fragmentation as it moves through the cloud; this is evident from the elongated shape of the sink particle cluster (top-middle panel). Finally, the compressed v300 model (Fig. 8, bottom-right panel, red lines) evolves superficially similarly to the uncompressed model, because the evolution is governed more by the shear than the isotropic compression.

## 6 DISCUSSION

Our simulations show that, under idealized conditions, high external pressure has a dominant effect on the collapse and fragmentation of a molecular cloud. Cloud fragmentation into pre-stellar cores is significantly accelerated in a compressed cloud, more than a simple pressure balance argument would suggest. Furthermore, even a highly turbulent cloud, which would be unbound without external confinement, is crushed and fragments in a very similar fashion to the low-turbulence analogue. In a similar fashion, cloud rotation is also unable to counteract external compression, although fragments form in qualitatively different locations in rotating clouds. Accelerated fragmentation leads to a larger fraction of the initial cloud mass converted into pre-stellar cores. Models of moving clouds show that the influence of low shear velocities ( $v_{\text{lar}} < 100 \text{ km s}^{-1}$ ) upon cloud evolution is minimal, but ram pressure caused by large velocity dominates over isotropic pressure and disrupts the cloud as it fragments.

We consider the general implications of these results below, in Section 6.1. We discuss the effect of external pressure upon cloud dispersal and formation of compact star clusters (CSCs) in Sections 6.2 and 6.3. On larger scales, our results support the possibility of positive AGN feedback (Section 6.4) and are consistent with other models of star formation enhancement or triggering by pressure (Section 6.5). Finally, we briefly review the validity of assumptions made in this work and discuss the possible improvements to the models in Section 6.6.

### 6.1 Cloud confinement

In all models of compressed clouds, the time evolution is almost identical. The integrated fragmentation parameters – the onset of fragmentation, the fragmentation rate and the time-scale for a given fraction of the cloud to be transformed into sink particles – are hardly affected by differences in initial conditions, environment and cloud morphology. The only noticeable difference is that the rotating cloud models have lower mean sink particle mass, but the lack of detailed star formation physics in our simulations prevents us from drawing significant conclusions regarding this property.

This similarity suggests that as long as external compression dominates over other sources of confinement, such as gravity or shock due to shearing motion, cloud fragmentation is governed almost exclusively by this compression. Furthermore, the acceleration of fragmentation is greater than the analytical estimate based on pressure balance predictions; this enhancement is due to instabilities enhancing the density contrast within the cloud.

Empirically, the increase of total (external + gravitational) pressure by a factor of  $11.4/1.4 \simeq 8$  leads to an increase in the fragmentation rate by a factor of  $\sim 10$ , suggesting an almost linear relationship.

However, we cannot constrain it further without a wider range of simulations, which are beyond the scope of this paper.

The results of even these idealized simulations reveal that external pressure can have an important, even dominating effect upon molecular cloud evolution. This effect should be accounted for in subgrid prescriptions of large-scale simulations. Typically, the time-scale (and, equivalently, rate) of star formation in these prescriptions is governed by gas density only (Fujita et al. 2003; Springel & Hernquist 2003). Instead, they should take the surrounding hot gas pressure into account. In grid codes and some SPH codes (e.g. Springel & Hernquist 2003), cold and hot gas can be present in the same computational element, in which case the hot-phase pressure change can be used when calculating the star formation rate in the cold component. In models where the cold phase is resolved with separate particles, the pressure of hot gas surrounding a particular cold gas clump should be used instead.

### 6.2 Formation of stars and parent cloud evolution

In most compressed cloud models, cloud fragmentation is enhanced by the shockwave moving in through the cloud together with the RM instabilities further increasing the density contrast. The shockwave only appears because we assume that the ISM pressure increases on a time-scale shorter than the dynamical time of the cloud, so that the cloud does not have time to contract as a whole. Nevertheless, the confinement of cold gas would happen even in the case of gradual ISM density increase; Elmegreen & Efremov (1997) investigated such a situation, finding a higher star formation rate in clouds that virialize under high external pressure. Our simulation t10T7, with a highly turbulent cloud in approximate pressure equilibrium with its surroundings, where the shockwave would be weak, also shows significantly enhanced fragmentation. Therefore, the acceleration of star formation should be present independently of the existence of a shockwave. In the rotating compressed cloud model, sink particles appear in the shocked gas confined to the outskirts of the cloud. The similarity of this fragmentation rate to that of the static cloud depends on the initially uniform cloud density. In a more realistic cloud with a centrally peaked density distribution, we would expect lower fragmentation rate. Since most molecular clouds should have non-zero angular momentum, the fragmentation rates we find should be taken as upper limits.

The overall sink particle formation rate in our compressed models is  $\sim 10$  times larger than in uncompressed clouds. Since the fraction of pre-stellar core mass that ends up in a star is independent of core mass (Matzner & McKee 2000), the star formation rate should follow the same trend. This increase is larger than the scatter in the KS relation ( $\sigma_{\text{KS}} \simeq 0.2\text{--}0.3$  dex; Bigiel et al. 2008), so it should be detectable. There is some evidence that starburst galaxies have  $\sim 3\text{--}4$  times higher SFR surface densities at the same gas surface densities, and correspondingly shorter depletion time-scales of the cold gas (García-Burillo et al. 2012). This finding is consistent with the suggestion that starbursts as a whole can be triggered by increased external pressure (Zubovas et al. 2013). A connection between higher star formation rate and external pressure was also found in resolved star-forming regions of M82 (Keto, Ho & Lo 2005).

Stellar feedback, not included in our simulations, affects the properties of the forming stellar population. Young massive stars heat their surroundings, increasing the Jeans mass and reducing the fragmentation rate (Bate 2009; Offner et al. 2009), leading to a top-heavy mass function (Krumholz, Klein & McKee 2011; Bate 2012). Other forms of stellar feedback, such as pre-stellar outflows (Krumholz &

Matzner 2009) and radiation pressure (Fall et al. 2010), also tend to increase the mean stellar mass. In our compressed cloud simulations, fragmentation happens much more rapidly; therefore, more sink particles may form before radiative heating is able to shut off further fragmentation. On the other hand, external pressure confines the gas for longer, so the fragments can grow to much larger masses than in unconfined clouds. We cannot say which of the two processes is more important and how different the mass functions of compressed and uncompressed clouds would be without further simulations.

The global cloud dynamics is also affected by stellar feedback. Outflows driven by photoionization can potentially remove a significant fraction – more than 10 per cent – of the cloud mass (Wang et al. 2010; Dale et al. 2012), leaving it and the nascent star cluster more prone to destruction (Pfalzner 2011; Dale et al. 2012). The effects of pre-stellar outflows (Krumholz, Klein & McKee 2012b), stellar winds (Dale et al. 2013) and radiation pressure (Krumholz & Matzner 2009) are also significant. In particular, radiation pressure is probably the primary mode of disruption of massive molecular clouds (Murray et al. 2010) and can drive significant turbulence (Krumholz et al. 2012b). Supernova explosions begin  $\sim 3$  Myr after the formation of first stars and disperse most of the cloud gas within  $\sim 6$  Myr (Rogers & Pittard 2013). All of these effects can also trigger subsequent star formation by compressing the gas in other parts of the cloud (Dale, Bonnell & Whitworth 2007a; Koenig et al. 2012, also see Section 6.5.2 below). Ultimately, the star formation rate might be determined by self-regulation, whereby turbulent and stellar feedback pressure counteract gravity (Thompson et al. 2005). In our model, external pressure aids gravity and must be compensated as well (see also Section 6.4). We plan to investigate the effects of stellar feedback in a future publication.

In addition to internal stellar feedback, molecular clouds may be destroyed by external effects. Galactic-scale numerical simulations show cloud lifetimes of a few to  $\sim 20$  Myr (Dobbs & Pringle 2013). It is not clear how this dynamical evolution would be affected by external pressure, if at all. On time-scales comparable to, or shorter than, the dynamical lifetime, the cloud can evaporate due to heating by the ISM (Cowie & McKee 1977). Equation 22 of that paper, when rescaled to the parameters of our model clouds, reads

$$t_{\text{evap}} \sim 40 M_{\odot} R_{10}^{-1} T_7^{-5/2} \text{ Myr}. \quad (19)$$

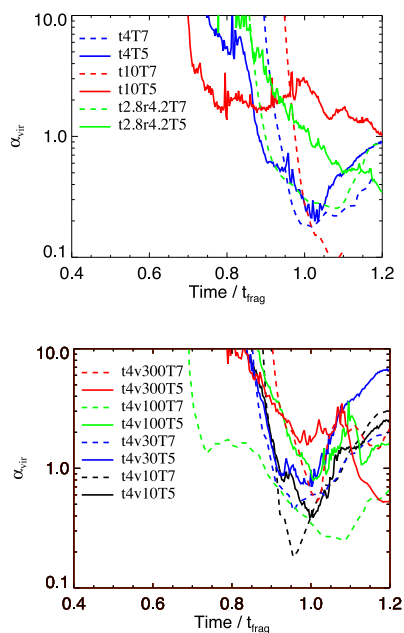
So we may expect the compressed cloud to lose only a small fraction of its material to evaporation during the time relevant in our simulations. On the other hand, if the cloud was compressed by a much hotter ISM, evaporation might take over ( $t_{\text{evap}} \simeq 1.3 \times 10^5$  yr at  $T_{\text{ISM}} = 10^8$  K) and destroy the cloud before any significant star formation takes place. Shear also destroys the cloud on a time-scale  $t_{\text{dest}} \sim 12.5 M_{\odot}^{1/2} R_{10}^{-1/2} v_{100}^{-1}$  Myr (equation 18). This time-scale is longer than the fragmentation time-scales of all our models so long as  $v_{\text{lat}} < 600$  km s $^{-1}$ . For less massive and/or more diffuse clouds, however, the destruction time-scale is shorter and disruption due to shear might become the dominant mechanism, preventing rapid star formation. In addition, there are other processes that affect the cloud destruction time-scale: a smoother density gradient increases this time-scale (Nakamura et al. 2006), while turbulent motions in the post-shock ISM decrease it (Pittard et al. 2009).

Another result of cloud–shockwave interaction, as in blob tests, is that the cloud expands laterally behind the shockwave and thus becomes more susceptible to other forms of quasar feedback (Hopkins & Elvis 2010), enhancing the quenching effect that AGN activity can have upon star formation. We do not find this behaviour in

our models for three reasons. First of all, we do not model the initial shockwave interaction with the cloud; however, the evolution of the fastest shearing cloud model, t4v300, is significantly affected by the shear-induced shockwave, so a similar effect might be expected. Secondly, the time-scale of expansion is similar to the cloud-crushing time-scale, and our clouds evolve faster than this. Finally, the presence of isotropic pressure behind the shock helps confine the cloud, and further compresses it in the T7 model, preventing expansion and dispersal.

### 6.3 Evolution of star clusters

The sink particles tend to form in a single clump in all non-rotating models except v300. The clump rapidly relaxes and the sink particles appear to stay together in a cluster. In order to understand the subsequent evolution of this cluster, we plot, in Fig. 9, the time evolution of the virial parameter  $\alpha_{\text{vir}} = E_{\text{kin}}/|E_{\text{g}}|$  of the sink particles for the non-shearing (top panel) and shearing models (bottom panel). In all pairs of models, the dashed line shows compressed clouds and solid line shows uncompressed ones. In all models, the sink particles are



**Figure 9.** Virial parameter  $\alpha$  of the sink particles in the six models without shear (top) and eight models with shear (bottom). Solid lines correspond to uncompressed models, dashed lines represent compressed clouds. In the top panel, blue lines are low-turbulence models, red lines are high-turbulence, while green lines are rotating models. In the bottom panel, the blue, red, green and black lines correspond to v10, v30, v100 and v300 models, respectively.

at first strongly unbound ( $\alpha_{\text{vir}} > 1$ ), but the virial parameter rapidly decreases, falling below 1 around  $t = t_{\text{frag}}$ . The only models which retain a formally unbound sink particle population throughout are t10T5, as one might naively expect, and t4v100T5, where the cloud disrupts as it is forming the clusters. After  $t_{\text{frag}}$ , the virial parameter increases in most models; this represents the fragmentation of a single sink particle cluster into subclusters, which disperse, since sink particles are not affected by surrounding gas pressure. Some models, such as t4 and t2.8r4.2 pairs, keep globally bound sink particle clusters throughout the simulation, but this is not a common occurrence, especially when shear is considered. Comparing the compressed and uncompressed models in each pair, we see that in most cases, compressed clouds tend to have somewhat lower virial parameters. This suggests that compressed cloud are somewhat, but not significantly, more likely to form bound star clusters than uncompressed ones. Such clusters are then less likely to disperse due to internal motions soon after the parent cloud disperses (so-called infant mortality; Lada & Lada 2003, Section 5.2).

The sink particle clusters formed in the static cloud simulations have visually similar density profiles (Fig. 3, right-hand panel), but their half-mass radii differ, with model t4T5 having  $r_{\text{h,sink}} \simeq 0.79$  pc and model t4T7 having  $r_{\text{h,sink}} \simeq 0.26$  pc. This difference is caused by the high-density core present only in the compressed model and a low-density envelope present only in the uncompressed one. The difference is not large, so both clusters would appear very similar while young. However, their long-term evolution may be significantly different, especially because the compressed cloud converts a larger fraction of its mass into sink particles (and, hence, stars). Both more massive (Kruijssen & Portegies Zwart 2009) and more compact (Spitzer 1987; Gieles & Baumgardt 2008) clusters can withstand the tidal field of the host galaxy more easily and lose a smaller fraction of their mass during evolution, so we may expect compressively formed clusters to survive for longer. Since these clusters do not necessarily have very large masses, they may appear as CSCs (Holtzman et al. 1992). These clusters are expected to form from molecular clouds that have been compacted by some process (Escala & Larson 2008; Larsen 2010), consistent with the picture presented in this paper. The higher star formation rate in the progenitor cloud coinciding with a more long-lived cluster is also consistent with observations that a larger fraction of stars stay in clusters in regions of galactic discs with higher star formation rate per unit area (Larsen & Richtler 2000). Similar arguments apply to our other models, both with and without shearing motion (see Table 1).

#### 6.4 Implications for positive AGN feedback

The main motivation of the simulations presented above is to validate the assumption that increased pressure leads to increased star formation rates, which is central to several models of positive AGN feedback (Silk 2005; Ciotti & Ostriker 2007; Zubovas et al. 2013). Such a connection requires, first of all, that external pressure should trigger and/or enhance molecular cloud fragmentation on time-scales much shorter than the flow time-scale of the AGN outflow. Otherwise, the decrease in outflow pressure as the outflow expands would preclude any significant enhancement of the galactic star formation rate. The flow time-scale is of the order of several tens of Myr (King, Zubovas & Power 2011; Zubovas & King 2012); our results show that compressed molecular clouds evolve on much shorter time-scales, so this requirement is satisfied.

In addition, the high fragmentation rate under compression must translate into a sustained high star formation rate. This requires that

self-regulation of star formation produces a higher SFR at higher pressure. We may use the analytical model of Thompson et al. (2005) to show that this is expected. In that model, the star formation rate is set by the balance between pressure force from feedback processes (stellar radiation, winds and supernova explosions) and self-gravity of the gas. In our model, external pressure provides an extra force working in tandem with gravity:

$$F_{\text{grav}} + F_{\text{ISM}} = F_{\text{fb}}, \quad (20)$$

where the right-hand-side term is force from feedback. Assuming that all forces act isotropically, we can rewrite this equation in terms of pressures as

$$G \Sigma_{\text{tot}}^2 + P_{\text{ISM}} = \epsilon \dot{\Sigma}_* c, \quad (21)$$

where  $\Sigma_{\text{tot}} = \Sigma_g + \Sigma_*$  is the column density of cloud gas and stars. It follows from this relation that the star formation rate density increases when external confinement is present. Our results corroborate this finding, by showing that external pressure can easily confine clouds which have very high dynamical pressures (such as would be present in photoionized gas; see Section 6.1).

The shockwave of an AGN outflow can have a more direct impact upon molecular clouds. Gray & Scannapieco (2011) found that AGN outflows can trigger vigorous star formation in primordial minihaloes, leading to formation of CSCs in systems that would otherwise not form stars at all. Although we do not model the passage of a shockwave around the cloud (see Section 6.5.2 for comments on other work addressing such issues), the increased fragmentation rate in our models is consistent with these results. On the other hand, star formation triggering by passage of supernova remnants requires a particular range of densities and SNR radii to work (Melioli et al. 2006); clouds that are too small are disrupted, while overly large clouds dissipate the shockwave too efficiently. A similar separation of various regimes may occur in the case of AGN feedback, but we cannot constrain these parameters without a larger study.

Therefore, our results support the models of positive AGN feedback due to outflows that can overpressurize the ambient gas and induce or increase star formation rates. In future, we intend to run larger scale simulations that will self-consistently treat the propagation of an AGN outflow and its effect on the dense clouds in a galaxy environment.

#### 6.5 Other work

Several authors have considered the connection between star formation rates (both on GMC and on galactic scales) and the properties of the ambient medium, including pressure. We briefly summarize those results below and comment on their connection with our results.

##### 6.5.1 External confinement of star-forming regions

Recently, there has been mounting observational evidence that the immediate surroundings of the molecular clouds are an important element in their evolution. Observations of star-forming regions in M82 (Keto et al. 2005) show molecular clouds forming stars only when compressed by hot ISM, but not on their own volition; this is the case even for parts of the same cloud which are otherwise indistinguishable observationally. At high redshift, many gas-rich galaxies show evidence of high ISM pressure (Swinbank et al. 2011), which correlates with the presence of starbursts. Observations of

merger-triggered ultra-luminous infrared galaxies (ULIRGs) hint at star formation being triggered by molecular cloud infall into a high-pressure medium (Solomon et al. 1997). More recently, it was proposed that ISM pressure differences among M51, M33 and Large Magellanic Cloud are responsible for the properties of molecular clouds in those galaxies (Hughes et al. 2013).

From a theoretical standpoint, Jog & Solomon (1992) have investigated how GMCs react to an increase in H I cloud pressure due to galaxy collisions. Using analytical calculations, they predicted cloud crushing and enhanced star formation (see Section 3.1).

Elmegreen & Efremov (1997) proposed that all star clusters form by the same mechanism, with the primary difference in initial conditions being the external pressure affecting nascent molecular clouds. They suggest that globular clusters form in high-pressure environments, where the SFE is higher due to confinement. This result is similar to our findings; however, we find that a sudden increase in external pressure directly increases the fragmentation rate of the cloud, instead of simply preventing mass-loss due to stellar feedback.

On galactic scales, Krumholz, McKee & Tumlinson (2009) suggested an explanation for the break in the star formation law (i.e. the proportionality between  $\Sigma_{\text{SFR}}$  and  $\Sigma_{\text{gas}}$ ) in galaxies based on external confinement of star-forming regions in dense environments. In this model, the high pressure of ambient galactic disc medium at large surface densities enhances star formation and leads to a steeper slope of the KS law than in lower density systems. Although our simulations are not detailed enough to make predictions regarding the KS law, the results are consistent with this picture, except that we do not necessarily require high surface densities, merely the presence of an external pressure compressing the cloud.

### 6.5.2 Radiatively driven implosion

Several aspects of our model are similar to radiation-driven implosion (RDI; Bertoldi 1989). This process has been investigated in great detail (Klein, Sandford & Whitaker 1980; Kessel-Deynet & Burkert 2003; Dale, Clark & Bonnell 2007b; Bisbas et al. 2011). Gas can be strongly compressed by either ionizing radiation from massive stars, passage of supernova shells or both; molecular cloud fragmentation and star formation are enhanced as a result. Although we model a different kind of external pressure (almost isotropic and constant in time instead of directed and rapidly changing), the main result of increased pressure resulting in increased fragmentation rate is the same in both cases.

It is important to note that the observational evidence of RDI is inconclusive. Some molecular cloud surveys suggest that clouds with an increased star formation rate (compared with the background level) are affected by either passages of supernova shells (Preibisch & Zinnecker 1999) or ionizing radiation from nearby stellar clusters (Sugitani et al. 1989; Sugitani, Fukui & Ogura 1991; Sugitani & Ogura 1994). The locations of intermediate- and low-mass stars in OB associations are consistent with their formation being triggered by the radiation of massive stars (Lee & Chen 2007). On the other hand, recent large surveys of young stellar objects located around infrared bubbles suggest that star formation on the edges of those bubbles is triggered by the collect-and-collapse model instead of RDI (Kendrew et al. 2012; Thompson et al. 2012). Despite these issues, it seems clear that RDI can enhance star formation in some environments and is a physically sound mechanism similar to our model.

## 6.6 Possible improvements to the model

In this paper, we are only interested in the basic dynamics, collapse and fragmentation of a turbulent cloud. Therefore, we purposefully neglected many physical processes that are relevant for the details of cloud evolution. We mentioned some of them, particularly stellar feedback, above; here, we describe the other improvements we plan to make in future.

### 6.6.1 Gas equation of state

The models presented in this paper use a heating-cooling function which includes most relevant processes. However, heating from protostars, both ionizing and non-ionizing, is not accounted for. Such heating can significantly change the mass function of stars (Bate 2009) and shut off further accretion and fragmentation after several Myr. We hope to expand our simulations with inclusion of these feedback mechanisms (radiative heating, photoionization, radiation pressure and stellar winds) in order to more properly simulate the properties of the star clusters forming in pressurized clouds.

### 6.6.2 Initial conditions and model scale

We make several simplifying assumptions both regarding the cloud and the ISM. First of all, we assume a uniform initial density of the cloud. Although turbulent velocities create an uneven density distribution very rapidly, more fundamental differences remain unexplored. In particular, a cloud with a  $\rho \propto R^{-2}$  density profile is more likely to form stars in the central regions. The confining effect of external pressure would remain, but triggering and acceleration of fragmentation would be mitigated. On the other hand, clouds with smoother boundaries are more stable against disruption due to shear (Nakamura et al. 2006) and would presumably be able to fragment for longer without dispersing.

Real molecular clouds have more complex density profiles. Ideally, the simulation should follow the molecular cloud assembly as well, because clouds exchange material with their surroundings throughout their  $\sim 5\text{--}20$  Myr lifetimes (e.g. Bournaud et al. 2014; Dobbs & Pringle 2013). In order to follow this process, the simulation volume should encompass a region of linear size  $l \sim 100$  pc, so that the assembly and evolution of a whole cloud complex can be followed (Wilson et al. 2003).

The hot ISM should also be implemented in a more realistic way, with turbulent motions and uneven evolving density structure. More importantly, the passage of the ISM shock around the cloud and its H I envelope can have different effects from those of the uniform ISM, even though the time for the ISM to envelope the cloud is much shorter than the cloud-crushing time-scale.

Eventually, we plan to run a simulation tracking a significant part of the whole galaxy. Such a simulation would allow for self-consistent formation of molecular clouds and driving of the AGN outflow (or any other process which generates increased external pressure). Unfortunately, at this scale, a feasible simulation would have a mass resolution of the order of  $10^3 M_{\odot}$  or worse, preventing one from investigating the details of cloud evolution. A balanced approach, combining insights from detailed small-scale simulations with the galactic context gleaned from large-scale models, is needed.

### 6.6.3 Driving of turbulence

Currently, turbulent velocities are only implemented in the initial conditions of the models. This leads to a decay of turbulent power

on the dynamical time-scale of the cloud; this is a common feature of similar models (see e.g. Bate et al. 2003). Therefore, our results become unrealistic after at most one dynamical time independently of any other numerical inaccuracies. The decaying turbulence leads to an increase in fragmentation rate, especially in the uncompressed high-turbulence model (t10T5). Both star formation feedback (Krumholz, Matzner & McKee 2006) and accretion of external material (Klessen & Hennebelle 2010) maintain turbulent motions within the cloud, and both processes probably have similar relative importance (Goldbaum et al. 2011), so these processes should be included in more long-term simulations.

#### 6.6.4 Numerical accuracy

We used sink particles in our simulations partly for convenience of analysis and partly in order to speed up the calculations. To test the importance of this approximation, we ran a simulation identical to t4T5, but without sink particles. We find that the global evolution of the cloud is identical between the two runs, but the model without sink particles retains more structure in the dense clumps than the sink particle cluster in t4T5. We conclude that the presence of sink particles does not affect our overall conclusions.

We also ran a simulation at higher resolution, using  $N = 4 \times 10^6$  particles instead of  $10^6$ . As expected, we find more small-scale clumps and filaments in the higher resolution model. The first sink particles appear slightly later, at  $t = 1.32$  Myr instead of 1.26 Myr. Overall, there is very little difference in the large-scale cloud evolution. Therefore, we conclude that our simulations are numerically converged.

The choice of hot-phase ISM density of  $1 \text{ cm}^{-3}$  is motivated by numerical considerations: higher density leads to more particles in the ISM and higher computational costs, while lower density reduces resolution and can lead to unwanted low-particle-number effects. Higher ISM temperature may lead to cloud evaporation on time-scales comparable to fragmentation (see Section 6.3), but otherwise there should be no physical difference between pressure caused by a high-density ISM and a proportionately more diffuse, but hotter, ISM. Nevertheless, we intend to check for possible numerical differences in the future.

## 7 CONCLUSION

In this paper, we presented results of numerical simulations following the collapse and fragmentation of spherical turbulent molecular clouds under different external ISM pressures. Our idealized initial conditions contain spherical clouds with mass  $10^5 M_{\odot}$ , radius 10 pc and uniform density. Each cloud gas has an initial turbulent velocity spectrum with characteristic velocity of either 4 or 10  $\text{km s}^{-1}$  to mimic self-gravitating and gravitationally unbound clouds, respectively. The ambient ISM pressure is either  $P_{\text{ISM}} = 10^5$  or  $10^7 \text{ K cm}^{-3}$ ; the lower value is similar to typical ISM pressures and does not affect cloud evolution, while the higher one significantly compresses the cloud. We consider the effects of pressure upon static and rotating clouds, as well as clouds moving with various lateral velocities w.r.t. the surrounding ISM.

The main results are as follows.

(i) The compressed clouds collapse and fragment much more rapidly and efficiently than the uncompressed ones. The ratio between the times of comparable evolutionary state, i.e. the effective dynamical times of the uncompressed and compressed systems, is larger than the analytically predicted  $t'_{\text{dyn}}/t_{\text{dyn}} =$

$(1 + P_{\text{ISM}}/P_{\text{cl}})^{-1/2}$ . The difference arises due to instabilities which follow behind the shockwave into the compressed clouds, enhance the density contrasts there and thus promote faster fragmentation. This result shows that external pressure can both accelerate star formation by compacting the cloud, and trigger star formation by promoting density contrasts.

(ii) The fragmentation rate in the cloud rapidly attains a constant value. This value, and presumably the corresponding star formation rate, is approximately linearly proportional to the total (virial plus external) pressure affecting the cloud. This proportionality can be used in subgrid models in larger simulations, thus accounting for the effects of increased ambient pressure around star-forming regions.

(iii) Even high turbulence is unable to withstand the external pressure. The compressed clouds evolve in an almost identical fashion despite the difference in characteristic turbulent velocity. This confirms that external pressure can trigger star formation in regions that would otherwise have dispersed. Furthermore, it shows that external compression can confine clouds that would be destroyed by stellar feedback and allow for star formation to continue even after the first massive stars heat up the cloud.

(iv) Cloud rotation changes the morphology of the forming sink particle cluster, but not the time evolution of the fragmentation rate or fragment mass.

(v) The shearing motion of the cloud w.r.t. the surrounding ISM has a number of small effects. The cloud is ablated and progressively destroyed, reducing the final mass of the star cluster. Shear affects the shockwave driven into the cloud in compressed models, and can create a shockwave in uncompressed ones, provided that the shear velocity is large enough. The location of most vigorous fragmentation is affected by shear differently for different models: uncompressed clouds experience more fragmentation in the leading side, while compressed clouds fragment in the trailing part.

(vi) The sink particle clusters forming in compressed clouds are slightly more bound, more compact and more massive than those forming in the uncompressed clouds. This suggests that clusters formed in compressed clouds are more likely to survive as bound objects.

All together, these results indicate that external pressure has a strong effect on the evolution of cold-phase ISM and star formation. Not only passing shock fronts (such as supernova shells), but also large-scale isotropic pressure is important and should be included in models of galaxy evolution. More quantitative predictions require larger and more detailed simulations, which we plan to perform in the future.

## ACKNOWLEDGEMENTS

We thank the anonymous referee for invaluable and extensive comments on the manuscript, which led to significant improvement of the paper. We thank Vladas Vansėvičius, Sergei Nayakshin, Donatas Narbutis and Walter Dehnen for helpful discussions. KZ acknowledges the UK STFC for support in the form of a postdoctoral research position at the University of Leicester. This work was funded by the Research Council of Lithuania grant no. PRO-15/2012.

Numerical simulations presented in this work were carried out on two computing clusters. Computations were performed on resources at the High Performance Computing Center zHPC Sauletekis in Vilnius University Faculty of Physics. This research also used the ALICE High Performance Computing Facility at the University of Leicester. Some resources on ALICE form part of the DiRAC



Facility jointly funded by STFC and the Large Facilities Capital Fund of BIS.

## REFERENCES

- Abramova O. V., Zasov A. V., 2008, *Astron. Rep.*, 52, 257  
 Agertz O. et al., 2007, *MNRAS*, 380, 963  
 Allen L. et al., 2007, *Protostars and Planets V*. Univ. Arizona Press, Tuscan, AZ, p. 361  
 Alves J., Lombardi M., Lada C. J., 2007, *A&A*, 462, L17  
 Bastian N. et al., 2012a, *MNRAS*, 419, 2606  
 Bastian N., Konstantopoulos I. S., Trancho G., Weisz D. R., Larsen S. S., Founesneau M., Kaschinski C. B., Gieles M., 2012b, *A&A*, 541, A25  
 Bate M. R., 2009, *MNRAS*, 392, 1363  
 Bate M. R., 2012, *MNRAS*, 419, 3115  
 Bate M. R., Bonnell I. A., Bromm V., 2003, *MNRAS*, 339, 577  
 Baumgardt H., Kroupa P., 2007, *MNRAS*, 380, 1589  
 Begelman M. C., Ciolfi D. F., 1989, *ApJ*, 345, L21  
 Bekki K., Couch W. J., 2003, *ApJ*, 596, L13  
 Bekki K., Forbes D. A., Beasley M. A., Couch W. J., 2002, *MNRAS*, 335, 1176  
 Bertoldi F., 1989, *ApJ*, 346, 735  
 Bigiel F., Leroy A., Walter F., Brinks E., de Blok W. J. G., Madore B., Thornley M. D., 2008, *AJ*, 136, 2846  
 Bisbas T. G., Wünsch R., Whitworth A. P., Hubber D. A., Walch S., 2011, *ApJ*, 736, 142  
 Bournaud F. et al., 2014, *ApJ*, 780, 57  
 Bressert E., Ginsburg A., Bally J., Battersby C., Longmore S., Testi L., 2012, *ApJ*, 758, L28  
 Bryant P. M., Scoville N. Z., 1999, *AJ*, 117, 2632  
 Ciotti L., Ostriker J. P., 2007, *ApJ*, 665, 1038  
 Clark P. C., Bonnell I. A., Zinnecker H., Bate M. R., 2005, *MNRAS*, 359, 809  
 Cowie L. L., McKee C. F., 1977, *ApJ*, 211, 135  
 Dale J. E., Bonnell I., 2011, *MNRAS*, 414, 321  
 Dale J. E., Bonnell I. A., Whitworth A. P., 2007a, *MNRAS*, 375, 1291  
 Dale J. E., Clark P. C., Bonnell I. A., 2007b, *MNRAS*, 377, 535  
 Dale J. E., Ercolano B., Bonnell I. A., 2012, *MNRAS*, 424, 377  
 Dale J. E., Ngoumou J., Ercolano B., Bonnell I. A., 2013, *MNRAS*, 436, 3430  
 Davies R. I., Sternberg A., Lehnert M. D., Tacconi-Garman L. E., 2005, *ApJ*, 633, 105  
 Dobbs C. L., Pringle J. E., 2013, *MNRAS*, 432, 653  
 Drouart G. et al., 2014, *A&A*, preprint ([arXiv:1404.1080](https://arxiv.org/abs/1404.1080))  
 Dubinski J., Narayan R., Phillips T. G., 1995, *ApJ*, 448, 226  
 Elmegreen B. G., Efremov Y. N., 1997, *ApJ*, 480, 235  
 Escala A., Larson R. B., 2008, *ApJ*, 685, L31  
 Fabian A. C., 2012, *ARA&A*, 50, 455  
 Fall S. M., Chandar R., 2012, *ApJ*, 752, 96  
 Fall S. M., Krumholz M. R., Matzner C. D., 2010, *ApJ*, 710, L142  
 Federrath C., Duval J., Klessen R. S., Schmidt W., Low M.-M. M., 2010, *Highlights Astron.*, 15, 404  
 Feruglio C., Maiolino R., Piconcelli E., Menci N., Aussel H., Lamastra A., Fiore F., 2010, *A&A*, 518, L155  
 Fujita A., Martin C. L., Mac Low M.-M., Abel T., 2003, *ApJ*, 599, 50  
 Gaibler V., Khochfar S., Krause M., Silk J., 2012, *MNRAS*, 425, 438  
 García-Burillo S., Usero A., Alonso-Herrero A., Graciá-Carpio J., Pereira-Santaella M., Colina L., Planesas P., Arriás S., 2012, *A&A*, 539, A8  
 Geyer M. P., Burkert A., 2001, *MNRAS*, 323, 988  
 Gieles M., Baumgardt H., 2008, *MNRAS*, 389, L28  
 Goldbaum N. J., Krumholz M. R., Matzner C. D., McKee C. F., 2011, *ApJ*, 738, 101  
 Gray W. J., Scannapieco E., 2011, *ApJ*, 742, 100  
 Hartmann L., Ballesteros-Paredes J., Bergin E. A., 2001, *ApJ*, 562, 852  
 Hennebelle P., Falgarone E., 2012, *A&AR*, 20, 55  
 Hobbs A., Nayakshin S., Power C., King A., 2011, *MNRAS*, 413, 2633  
 Hobbs A., Read J., Power C., Cole D., 2013, *MNRAS*, 434, 1849  
 Holtzman J. A. et al., 1992, *AJ*, 103, 691  
 Hopkins P. F., Elvis M., 2010, *MNRAS*, 401, 7  
 Hughes A. et al., 2013, *ApJ*, 779, 46  
 Inoue T., Inutsuka S.-i., 2008, *ApJ*, 687, 303  
 Ishibashi W., Fabian A. C., 2012, *MNRAS*, 427, 2998  
 Jog C. J., Solomon P. M., 1992, *ApJ*, 387, 152  
 Kawamura A. et al., 2009, *ApJS*, 184, 1  
 Kendrew S. et al., 2012, *ApJ*, 755, 71  
 Kessel-Deynet O., Burkert A., 2003, *MNRAS*, 338, 545  
 Keto E., Ho L. C., Lo K.-Y., 2005, *ApJ*, 635, 1062  
 King A. R., Zubovas K., Power C., 2011, *MNRAS*, 415, 6  
 Klein R. I., Sandford M. T., II, Whitaker R. W., 1980, *Space Sci. Rev.*, 27, 275  
 Klein R. I., McKee C. F., Colella P., 1994, *ApJ*, 420, 213  
 Klessen R. S., Hennebelle P., 2010, *A&A*, 520, A17  
 Koenig X. P., Leisawitz D. T., Benford D. J., Rebull L. M., Padgett D. L., Assef R. J., 2012, *ApJ*, 744, 130  
 Kroupa P., Boily C. M., 2002, *MNRAS*, 336, 1188  
 Kruijssen J. M. D., 2012, *MNRAS*, 426, 3008  
 Kruijssen J. M. D., 2013, preprint ([arXiv:1304.4600](https://arxiv.org/abs/1304.4600))  
 Kruijssen J. M. D., Portegies Zwart S. F., 2009, *ApJ*, 698, L158  
 Krumholz M. R., Matzner C. D., 2009, *ApJ*, 703, 1352  
 Krumholz M. R., Tan J. C., 2007, *ApJ*, 654, 304  
 Krumholz M. R., Thompson T. A., 2012, *ApJ*, 760, 155  
 Krumholz M. R., Thompson T. A., 2013, *MNRAS*, 434, 2329  
 Krumholz M. R., Matzner C. D., McKee C. F., 2006, *ApJ*, 653, 361  
 Krumholz M. R., McKee C. F., Tumlinson J., 2009, *ApJ*, 699, 850  
 Krumholz M. R., Klein R. I., McKee C. F., 2011, *ApJ*, 740, 74  
 Krumholz M. R., Dekel A., McKee C. F., 2012a, *ApJ*, 745, 69  
 Krumholz M. R., Klein R. I., McKee C. F., 2012b, *ApJ*, 754, 71  
 Lada C. J., Lada E. A., 2003, *ARA&A*, 41, 57  
 Larsen S. S., 2010, *Phil. Trans. R. Soc. A*, 368, 867  
 Larsen S. S., Richtler T., 2000, *A&A*, 354, 836  
 Larson R. B., 1981, *MNRAS*, 194, 809  
 Lee H.-T., Chen W. P., 2007, *ApJ*, 657, 884  
 McKee C. F., Cowie L. L., 1977, *ApJ*, 215, 213  
 McKee C. F., Ostriker E. C., 2007, *ARA&A*, 45, 565  
 McKee C. F., Cowie L. L., Ostriker J. P., 1978, *ApJ*, 219, L23  
 McNamara B. R., Nulsen P. E. J., 2007, *ARA&A*, 45, 117  
 Matzner C. D., McKee C. F., 2000, *ApJ*, 545, 364  
 Melioli C., de Gouveia Dal Pino E. M., de La Reza R., Raga A., 2006, *MNRAS*, 373, 811  
 Murray N., Quataert E., Thompson T. A., 2010, *ApJ*, 709, 191  
 Nakamura F., McKee C. F., Klein R. I., Fisher R. T., 2006, *ApJS*, 164, 477  
 Nayakshin S., Zubovas K., 2012, *MNRAS*, 427, 372  
 Offner S. S. R., Klein R. I., McKee C. F., Krumholz M. R., 2009, *ApJ*, 703, 131  
 Pfalzner S., 2011, *A&A*, 536, A90  
 Pittard J. M., Falle S. A. E. G., Hartquist T. W., Dyson J. E., 2009, *MNRAS*, 394, 1351  
 Preibisch T., Zinnecker H., 1999, *AJ*, 117, 2381  
 Quinn P. J., Hernquist L., Fullagar D. P., 1993, *ApJ*, 403, 74  
 Read J. I., Hayfield T., 2012, *MNRAS*, 422, 3037  
 Read J. I., Hayfield T., Agertz O., 2010, *MNRAS*, 405, 1513  
 Ricker P. M., 1998, *ApJ*, 496, 670  
 Rogers H., Pittard J. M., 2013, *MNRAS*, 431, 1337  
 Roman-Duval J., Jackson J. M., Heyer M., Rathborne J., Simon R., 2010, *ApJ*, 723, 492  
 Sazonov S. Y., Ostriker J. P., Sunyaev R. A., 2004, *MNRAS*, 347, 144  
 Scoville N. Z., Yun M. S., Bryant P. M., 1997, *ApJ*, 484, 702  
 Silk J., 2005, *MNRAS*, 364, 1337  
 Salomón P. M., Rivolo A. R., Barrett J., Yahil A., 1987, *ApJ*, 319, 730  
 Solomon P. M., Downes D., Radford S. J. E., Barrett J. W., 1997, *ApJ*, 478, 144  
 Spitzer L., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*. Wiley, New York  
 Spitzer L., 1987, *Dynamical Evolution of Globular Clusters*. Princeton Univ. Press, Princeton, NJ

- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105  
Springel V., Hernquist L., 2003, MNRAS, 339, 289  
Sugitani K., Ogura K., 1994, ApJS, 92, 163  
Sugitani K., Fukui Y., Mizuni A., Ohashi N., 1989, ApJ, 342, L87  
Sugitani K., Fukui Y., Ogura K., 1991, ApJS, 77, 59  
Swinbank A. M. et al., 2011, ApJ, 742, 11  
Thompson T. A., Quataert E., Murray N., 2005, ApJ, 630, 167  
Thompson M. A., Urquhart J. S., Moore T. J. T., Morgan L. K., 2012, MNRAS, 421, 408  
Wang P., Li Z.-Y., Abel T., Nakamura F., 2010, ApJ, 709, 27  
Williams J. P., McKee C. F., 1997, ApJ, 476, 166  
Wilson C. D., Scoville N., Madden S. C., Charmandaris V., 2003, ApJ, 599, 1049  
Wolfire M. G., McKee C. F., Hollenbach D., Tielens A. G. G. M., 2003, ApJ, 587, 278  
Zubovas K., King A., 2012, ApJ, 745, L34  
Zubovas K., King A. R., 2014, MNRAS, 439, 400  
Zubovas K., Nayakshin S., King A., Wilkinson M., 2013, MNRAS, 433, 3079

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.



UŽRAŠAMS

Vilniaus universiteto leidykla  
Saulėtekio al. 9, III rūmai, LT-10222 Vilnius  
El. p. [info@leidykla.vu.lt](mailto:info@leidykla.vu.lt), [www.leidykla.vu.lt](http://www.leidykla.vu.lt)  
Tiražas 20 egz.